



MASARYKOVA UNIVERZITA

Přírodovědecká fakulta
Ústav fyziky kondenzovaných látek



FYZIKA POLOVODIČŮ

UNIPOLÁRNÍ TRANZISTOR MOS FET

Vladimír Strakoš

Brno 2012



INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

OBSAH

1. MIS DIODA

- 1.1 Energetický diagram ideálního MOS kapacitoru
- 1.2 Náboj rozložený pod povrchem polovodiče
- 1.3 Rozložení náboje, elektrického pole, potenciálu a pásový diagram MOS struktury ze zjednodušeného řešení Poissonovy rovnice
- 1.4 Model respektující pevný a pohyblivý náboj
- 1.5 Rozdíl výstupní práce (kov-polovodič a polovodič-polovodič)
- 1.6 Podmínka vyrovnání pásů
- 1.7 Literatura ke kap.1

2. C-V KŘIVKY

- 2.1 C-V křivky MOS kapacitoru
- 2.2 C-V křivky nf, vf a hlubokého vyčerpání
- 2.3 Vliv frekvence
- 2.4 Vliv dotace a tloušťky oxidu na C-V křivky
- 2.5 Vliv světla a teploty na C-V křivky
- 2.6 Akumulace, ochuzení, hluboké ochuzení a inverze
- 2.7 C-t křivky
- 2.8 SHR rekombinace – generace
- 2.9 Generační doba života minoritních nosičů
- 2.10 Generačně-rekombinační centra v zakázaném pásu křemíku
- 2.11 Elektrofyzikální model skutečné MIS diody
- 2.12 Klasifikace nábojů skutečné MIS struktury
 - 2.12.1 Pevný náboj v oxidu Q_f
 - 2.12.2 Náboj mobilních iontů Q_m
 - 2.12.3 Náboj zachycený rozhraním Q_{it}
 - 2.12.4 Oxidem zachycený náboj Q_{ot}
- 2.13 Napět'ově – teplotní testy (Bias-Temperature test)
- 2.14 Literatura ke kap. 2

3. STUDIUM POVRCHOVÝCH EFEKTŮ

- 3.1 Analytické metody a struktury pro studium povrchových vlastností struktur
- 3.1.1 Kanálová vodivost
- 3.2 Hradlem řízený pn-přechod
- 3.3 Nerovnovážná analýza
- 3.4 Rekombinačně-generační proces v povrchové oblasti prostorového náboje
- 3.5 Polem indukované přechody a kanálové proudy.
- 3.6 Vliv povrchových efektů na průrazné napětí přechodu
- 3.7 Nestability prahového napětí-BT testy
- 3.8 Literatura ke kap.3

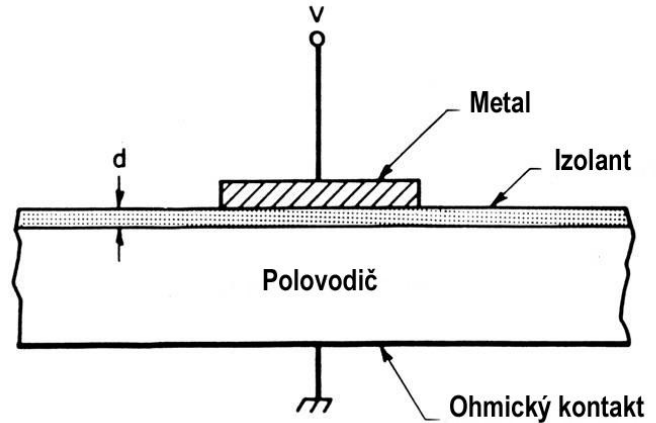
4. MOS TRANZISTOR

- 4.1 Princip činnosti
- 4.2 Volt-ampérové charakteristiky. Lineární oblast
- 4.3 Volt-ampérové charakteristiky. Saturační oblast
- 4.4 Vodní analogie
- 4.5 Body efekt
- 4.6 Modulace délky kanálu
- 4.7 Prahové napětí a jeho nastavení
- 4.8 Typy MOSFETů
- 4.9 Aplikace MOS kapacitorů a MOS tranzistorů
- 4.9.1 Nábojově vázané prvky CCD.
- 4.9.2 MOSFET v provedení LOCOS
- 4.9.3 Struktura CMOS (Complementary MOS transistors)
- 4.9.4 Struktura výkonového tranzistoru VDMOS
- 4.9.4 Struktura výkonového tranzistoru IGBT
- 4.10 Literatura ke kap.4

1. MIS DIODA

1.1 Energetický diagram ideálního MOS kapacitoru

Obr.1.1 MIS dioda
(kov-izolant-polovodič)



Energetický pásový diagram ideální MIS struktury je definován následovně:

- (a) Rozdíl výstupní práce kov-polovodič $\phi_{ms}=0$ pro $V=0$
- (b) V izolantu není žádný náboj
- (c) Odpor izolantu je nekonečný
(bez transportu nosičů)

Jedinné náboje, které jsou na struktuře při libovolných napěťových podmínkách, jsou náboje v polovodiči a ty odpovídají stejně velikému náboji s opačným znaménkem na kovové elektrodě (hradlo=gate) ležící na izolační vrstvě. U ideální MIS struktury dále předpokládáme homogenně legovanou polovodičovou oblast, hradlovou vrstvu považujeme za ekvipotenciální oblast. Pásový energetický diagram je plochý (flat-band) je-li rozdíl výstupních prací $\phi_{ms}=0$ bez vnějšího přiložené-ho napětí

1.2. Náboj rozložený pod povrchem polovodiče

V MIS struktuře je důležitá souvislost mezi elektrostatickým potenciálem a nábojem v podpovrchové vrstvě polovodiče za předpokladu, že existuje stav ustálené rovnováhy mezi napětím hradla a rozložením náboje. Napětí hradla U_G je součet úbytku napětí ϕ_1 na dielektrické vrstvě a povrchového potenciálu polovodiče ϕ_s . Rozložení potenciálu a koncentrace náboje v polovodiči je ve stavu termodynamické rovnováhy určeno Poissonovou rovnicí

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_{rs} \epsilon_0} \quad (1.1)$$

kde ϵ_{rs} je poměrná elektrická permitivita polovodiče (u křemíku je $\epsilon_{rs}=11.7$); ϵ_0 je elektrická permitivita vakua. Celkový náboj v polovodiči je určen vztahem

$$Q_s = \int_0^{\infty} \rho(x) dx \quad (1.2)$$

ve kterém je koncentrace náboje vyjádřena v obecném tvaru

$$\rho = \underbrace{N_D - N_A}_I + \underbrace{\rho_T^+ - \rho_T^-}_{II} + \underbrace{q(p - n)}_{III} \quad (1.3)$$

přičemž

$N_D; N_A$ je hustota nábojů ionizovaných donorových a akceptorových center;

$\rho_T^+; \rho_T^-$ hustota nábojů kladně a záporně ionizovaných generačně rekombinačních center (center SHR);

$p; n$ koncentrace děr a elektronů;

q elementární náboj ($1,6 \times 10^{-19}$ C).

Řešení obsažená v literatuře lze rozdělit podle přesnosti do čtyř skupin:

- Řešení respektující všechny složky rovnice (1.3), užívající Fermiho-Diracovy Statistiky;
- Řešení zanedbávající náboj center SHR [složka II rovnice (1.3)] a užívající Fermiho-Diracovy statistiky;
- Řešení stejné s předchozím, užívající však Maxwelllovy- Boltzmannovy Statistiky;
- Řešení uvažující pouze náboj ionizovaných akceptorových a donorových center (složka I rovnice (1.3) s obdélníkovou aproximací ochuzené vrstvy).

1.3 Rozložení náboje, elektrického pole, potenciálu a pásový diagram MOS struktury ze zjednodušeného řešení Poissonovy rovnice [1]

Čtvrtá metoda řešení [ad d)], označovaná jako aproximace ochuzené vrstvy (angl. Depletion approximation), předpokládá, že náboj shromážděný při povrchu polovodiče je tvořen výhradně rovnoměrně rozloženými ionizovanými centry příměsí. Za předpokladu, že všechny atomy příměsí jsou ionizovány, je náboj ochuzené vrstvy

$$Q_s = q(N_D - N_A)x_d \quad (1.4)$$

přičemž x_d je tloušťka ochuzené vrstvy, odpovídající hloubce vniku elektrického pole do polovodiče. Předpokládá se ostré rozhraní mezi oblastí ionizovaných atomů, které jsou kompenzovány pohyblivými nosiči a oblastí, nevykompenzovanou tj. oblastí odkud jsou pohyblivé nosiče vymety.

Rozložení elektrostatického potenciálu v polovodiči se získá z řešení Poissonovy rovnice (1.1)

$$\varphi(x) = \varphi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2 \quad (1.5)$$

Povrchový potenciál je určen vztahem

$$\varphi_s = \frac{q(N_A - N_D)x_d^2}{2\varepsilon_{rs}\varepsilon_0} \quad (1.6)$$

Elektrické pole $\varepsilon(x)$ je dané

$$\bar{E}(x) = -\frac{d\varphi}{dx} = 2\varphi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right) \left(-\frac{1}{x_d}\right) \quad (1.7)$$

a tloušťka ochuzené vrstvy x_d je

$$x_d = \left[\frac{\varepsilon_{rs} \varepsilon_0 2\varphi_s}{q(N_D - N_A)} \right]^{1/2} \quad (1.8)$$

V oblasti tzv. “silné inverze”, kdy platí $\varphi_s(inv) = 2\varphi_B$ dosahuje tloušťka ochuzené vrstvy své maximální hodnoty $x_{d\max}$

$$x_{d\max} = \left[\frac{4\varepsilon_{rs} \varepsilon_0 \varphi_B}{q(N_D - N_A)} \right]^{1/2} \quad (1.9)$$

Celkový potenciál mezi hradlem a substrátem je tvořen úbytkem na oxidu a úbytkem na křemíku

$$V_{GB} = \varphi_{ox} + \varphi_s \quad (1.10)$$

Potenciální úbytek na oxidu v případě, že zde nejsou žádné další naboje, je

$$\varphi_{ox} = \int_{-t_{ox}}^0 \bar{E}_{ox} dx = t_{ox} \bar{E}_{ox} \quad (1.11)$$

kde $\bar{E}(x)$ je intenzita elektrického pole v oxidu křemíku a t_{ox} je tloušťka oxidu

Vektor elektrické indukce (nebo vektor posuvu) $D = \varepsilon \bar{E}(x)$ je na rozhraní Si-SiO₂ spojitý

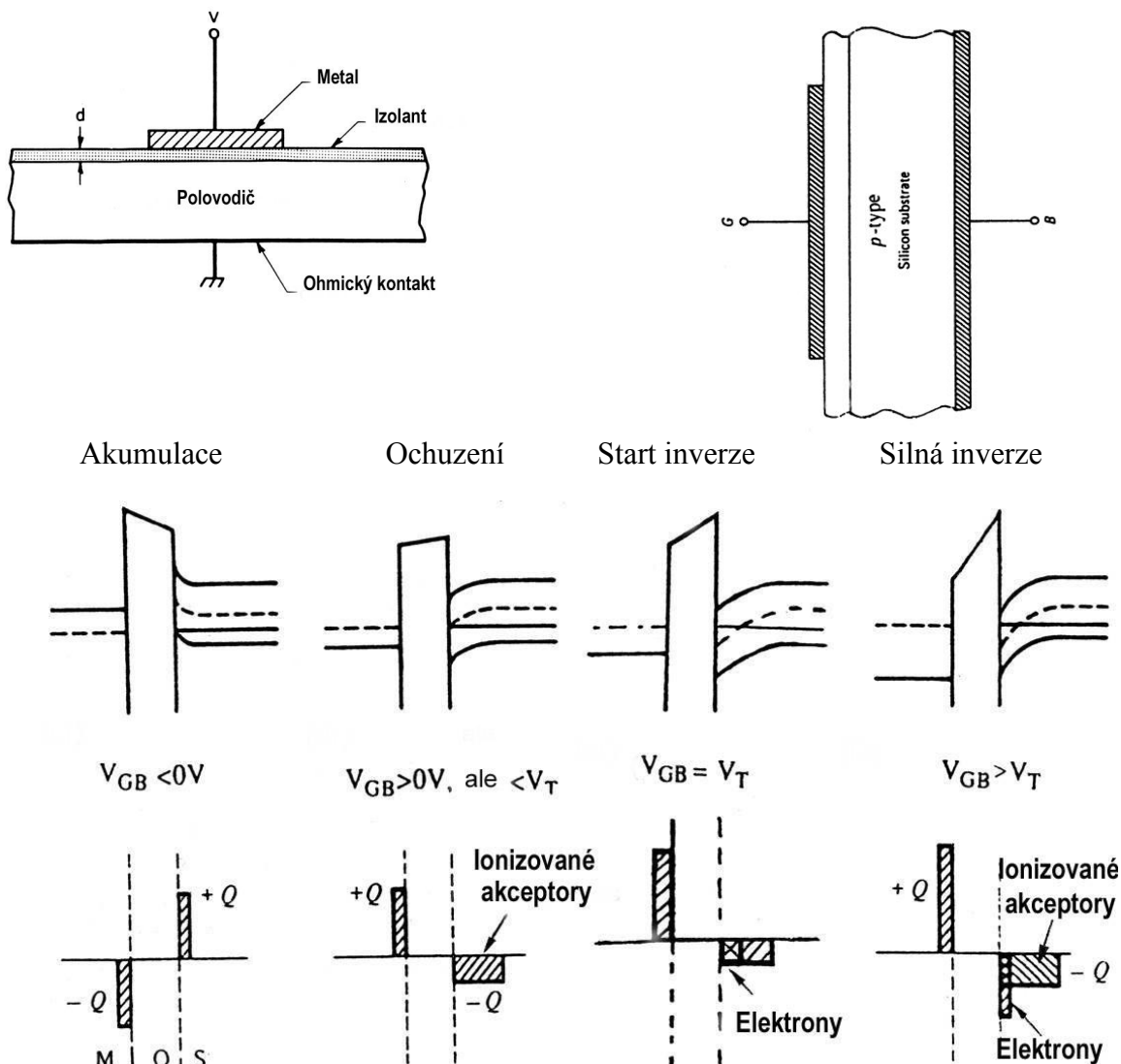
$$D_{ox} = D_{Si}(x=0) \quad (1.12)$$

$$\bar{E}_{ox} = (\varepsilon_{Si} / \varepsilon_{ox}) \bar{E}_{Si}(x=0) \quad (1.13)$$

takže

$$\varphi_{ox} = t_{ox} (\varepsilon_{Si} / \varepsilon_{ox}) \bar{E}_{Si}(x=0) \quad (1.14)$$

Měrná kapacita oxidu je : $C_{ox} = (\varepsilon_0 \varepsilon_{rox}) / t_{ox} \quad (1.15)$



Obr.1.2 Příčný řez MOS kapacitní strukturou orientovanou stejně jako Energetický pásový diagram. Model rozložení náboje ve spodní části obrázku je zjednodušen obdélníkovou aproximací (depletion approximation). Pásový energetický diagram odpovídá reálné, nezjednodušené situaci.

V obr.1.2 jsou nakresleny čtyři základní stavy, které mohou nastat na MOS struktuře [2]:

Akumulace :

Na kovovém hradle (gate) je záporný potenciál $V_{GB} < 0V$ vzhledem k podložce p-typu (B-bulk). Majoritní díry v křemíku jsou proto přitahovány k oxidové vrstvě. Fermiho intrinsická a Fermiho extrinsická hladina se u povrchu vzdalují od sebe a vytvářejí akumulovanou vrstvu děr. Celkový kladný náboj v polovodiči Q se tak rovná zápornému náboji na hradle $-Q$.

Ochuzení :

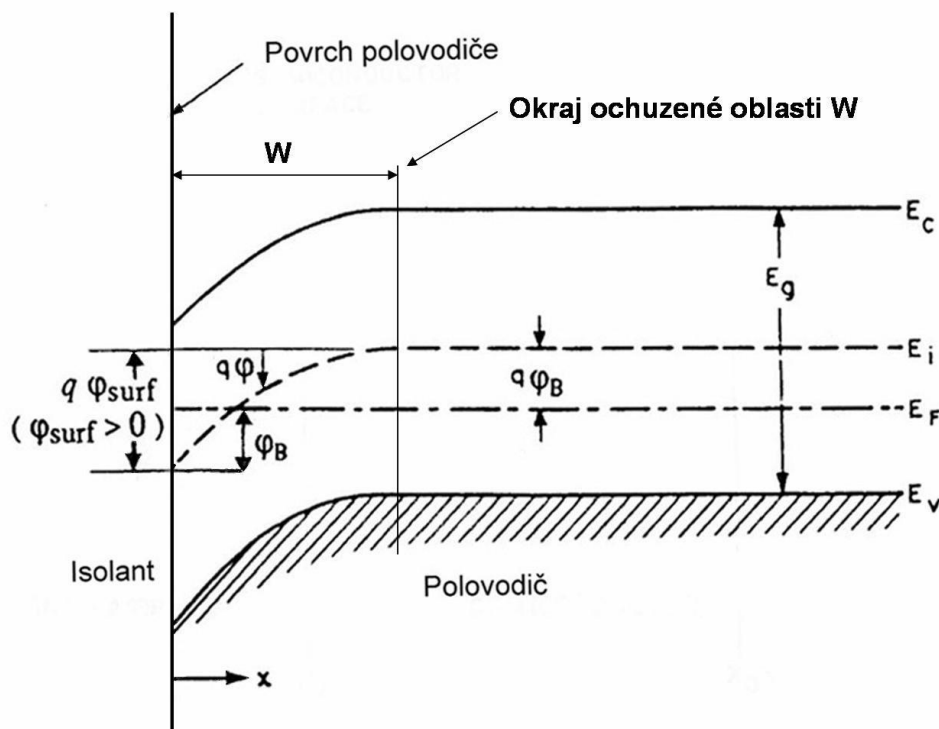
Na hradle je nyní kladný potenciál, ale nižší, než je prahové napětí V_T , tedy $V_T > V_{GB} > 0V$. Kladný náboj Q na hradle je kompenrován záporným nábojem $-Q$ nevykompenzovaných akceptorových iontů v křemíku u rozhraní Si-SiO₂, které tvoří ochuzenou vrstvu, bez pohyblivých nosičů.

Inverze :

Je-li napětí na hradle rovno prahovému napětí $V_{GB} = V_T$ startuje inverze na povrchu Si. Kladný náboj na hradle už není kompenzován jen nábojem akceptorů v ochuzené vrstvě, ale také tvořící se inverzní vrstvou pohyblivých elektronů přilehlých těsně k rozhraní Si-SiO₂. Start inverze je dán napětím V_{GB} , při kterém Fermiho intrinsická energie právě protne Fermiho extrinzickou energii na rozhraní Si-SiO₂. Od tohoto okamžiku se na povrchu křemíku indukuje inverzní vrstva tedy vrstva opačného typu vodivosti.

Silná inverze :

Zvětší-li se napětí V_{GB} na hodnotu, kdy povrchový potenciál $\psi_s = 2\phi_B$ pak u MOS struktury startuje tzv. silná inverze. V tomto okamžiku je koncentrace elektronů v inverzní vrstvě na povrchu křemíku právě rovná koncentraci děr v podložce daleko od povrchu v místě, kde je rovnovážný stav. Tato situace je znázorněna na obr.1.3



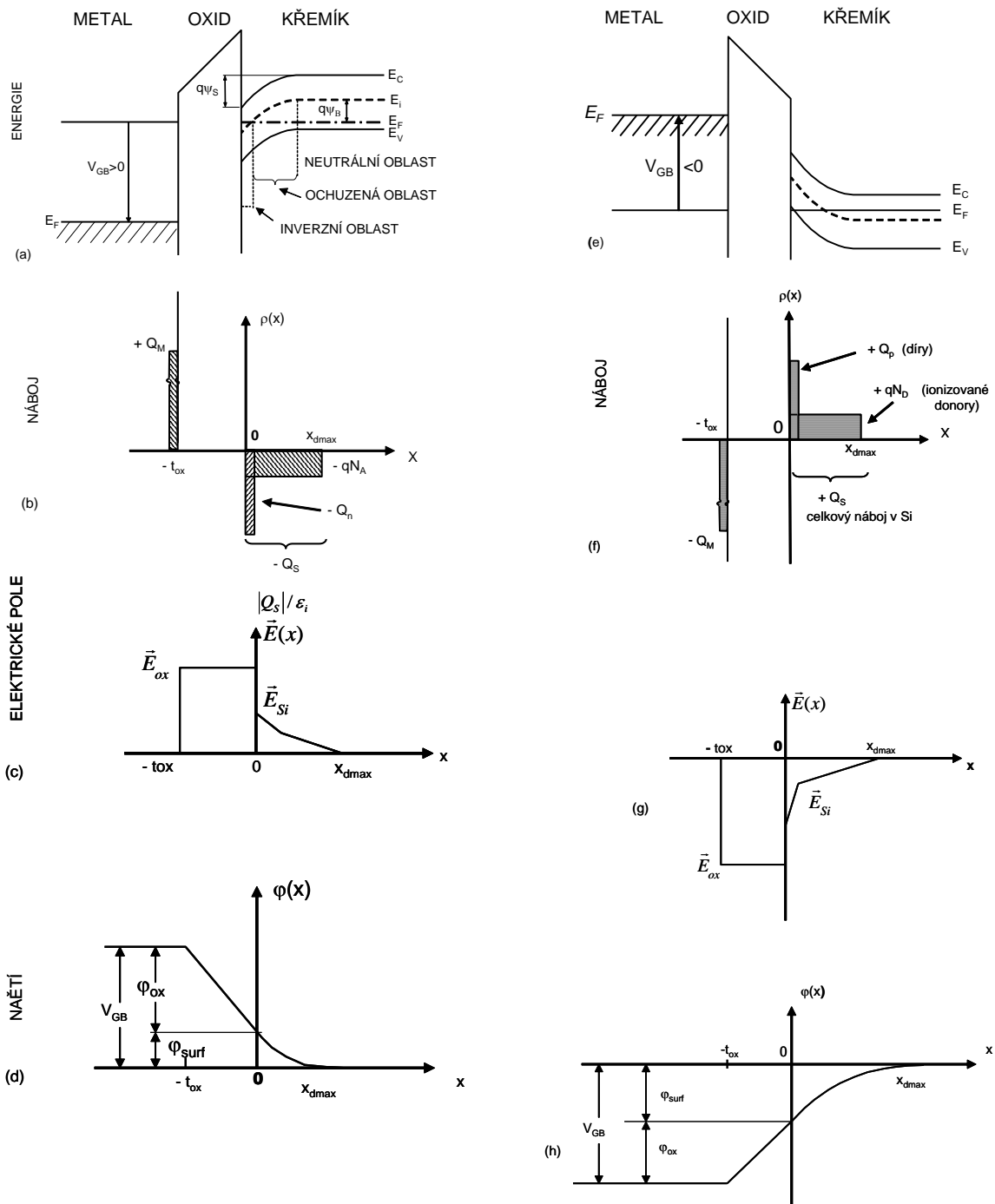
Obr.1.3 Zakřivení energetického pásového diagramu v křemíku p-typu u povrchu, odpovídající silné inverzi.

$$\varphi(x) = [E_i(\text{objem}) - E_i(x)]/q \quad (1.16)$$

$$\varphi_B = [E_i(\text{objem}) - E_F]/q \approx (kT/q) \ln(N_A/n_i)_{Si\text{-typu}P} \approx (kT/q) \ln(n_i/N_D)_{Si\text{-typu}N} \quad (1.17)$$

Poznámka : $kT/q \approx 0.025V$ pro $T=300K$

φ_B je mezi 225 až 400mV pro koncentrace příměsí mezi 10^{14} až 10^{17} cm^{-3}



Obr.1.4 Ideální MOS kapacitor v inverzi ($V_{GB} > V_T$).
Si podložka p-typu je na obr.vlevo, n-typ je vpravo

- (a),(e) Energetický pásový diagram
- (b),(f) Nábojové rozdělení
- (c),(g) Elektrické pole
- (d),(h) Průběh potenciálu

1.4 Model respektující pevný a pohyblivý náboj [2] (bez SHR center a s aplikací Maxwellovy-Boltzmannovy statistiky)

Poissonova rovnice pro tento případ je :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\left(\frac{q}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}\right)[-N_A + N_D + p - n] \quad (1.17)$$

koncentrace pohyblivých nosičů je:

$$n_p(x) = n_{po} \exp[q\varphi(x)/kT] \quad (1.18)$$

$$p_p(x) = p_{po} \exp[-q\varphi(x)/kT] \quad (1.19)$$

kde n_{po} a p_{po} jsou rovnovážné koncentrace elektronů a děr v objemu křemíku
(v tomto případě typu P)

U povrchu křemíku jsou povrchové koncentrace elektronů a děr

$$n_s = n_{po} \exp(q\varphi_s/kT) \quad (1.20)$$

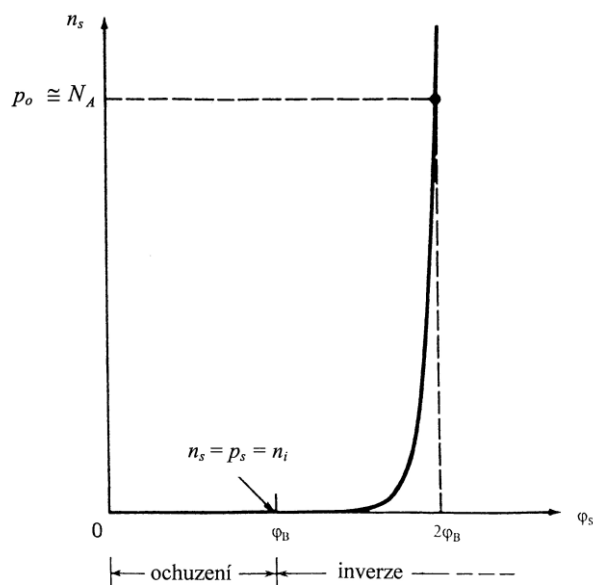
$$p_s = p_{po} \exp(-q\varphi_s/kT) \quad (1.21)$$

Povrchovou koncentraci elektronů lze vyjádřit také jako

$$n_s = N_A \exp[q(\varphi_s - 2\varphi_B)/kT] \quad (1.22)$$

tj. jako funkci povrchového potenciálu φ_s , která je na následujícím grafu.

Obr.1.5 Povrchová koncentrace elektronů n_s v MOS kapacitoru (podložka p-typu) jako funkce povrchového potenciálu φ_s . (osy jsou v lineárním měřítku)



$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\left(\frac{q}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}\right)\left[-N_A + p_{po}\exp(-q\varphi/kT) + N_D - n_{po}\exp(q\varphi/kT)\right] \quad (1.23)$$

Nyní obě strany této rovnice vynásobíme výrazem $2(d\varphi/dx)$ a provedeme prvou integraci, čímž získáme analytický výraz pro elektrické pole $\bar{E} = d\varphi/dx$.

Levou stranu rovnice pak získáme ve tvaru $(d/dx)/(d\varphi/dx)^2$

Takže můžeme psát:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = -\left(\frac{q}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}\right)\left[-N_A + p_{po}\exp(-q\varphi/kT) + N_D - n_{po}\exp(q\varphi/kT)\right] \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) \quad (1.24)$$

Integrací tohoto výrazu z objemu (pro $x = \infty$, kde $\varphi = 0$) k libovolnému bodu x dostaneme:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{\infty}^2 - \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_x^2 = -\left(\frac{2q}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}\right) \int_0^{\varphi} \left[-N_A + p_{po}\exp(-q\varphi/kT) + N_D - n_{po}\exp(q\varphi/kT)\right] d\varphi \quad (1.25)$$

Označíme-li $p_{po} \approx N_A$, pak $n_{po} = n_i^2/N_A$. Poněvadž $\varphi_t = kT/q$, $\bar{E} = d\varphi/dx$

a $\bar{E}_{Si}(x) = 0$, první výraz na levé straně rovnice se rovná nule. Takže po integraci pravé strany rovnice dostaneme:

$$-\frac{d\varphi}{dx} = \bar{E}_{Si}(x) = \sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} + \varphi - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} - \varphi - \varphi_t)} \quad (1.26)$$

Tento výsledek umožňuje získat elektrické pole u povrchu ($x = 0$) známe-li φ_s

$$\bar{E}_{Si}(x=0) = \sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} + \varphi_s - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} - \varphi_s - \varphi_t)} \quad (1.27)$$

Použitím Gaussova zákona (dosazením do rovnice $[Q_C = -\varepsilon_{rs}\varepsilon_0 \bar{E}_{Si}(x=0)]$, kde $Q_C = Q_I + Q_B$) dostaneme:

$$Q_C = \sqrt{2qN_A\varepsilon_{rs}\varepsilon_0} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} + \varphi_s - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} - \varphi_s - \varphi_t)} \quad (1.28)$$

Tato rovnice je platná pro všechny tři stavy (akumulace, ochuzení a inverze)

Pro výpočet φ_s předpokládáme, že známe V_{GB} , N_A a C_{ox} .

$$V_{GB} = \varphi_{ox} + \varphi_s \quad (1.29)$$

$$a \quad \varphi_{ox} = [-\varepsilon_{rs}\varepsilon_0 \bar{E}_{Si}(x=0)]/C_{ox} \quad (1.30)$$

$$V_{GB} = \varphi_s + \frac{\sqrt{2qN_A\varepsilon_{rs}\varepsilon_0}}{C_{ox}} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} + \varphi_s - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi_s/\varphi_t} - \varphi_s - \varphi_t)} \quad (1.31)$$

Pro nalezení φ_s z této rovnice, musíme použít numerickou iteraci.

Výpočet hustoty pohyblivého náboje (elektronů) v inverzní vrstvě.

$$Q_I = -q \int_0^{x_c} n(x) dx = -q \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} \frac{n(\varphi) d\varphi}{d\varphi/dx} \quad (1.32)$$

$$Q_I = q \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} \frac{n_{p0} e^{\varphi/\varphi_t}}{\sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} + \varphi - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} - \varphi - \varphi_t)}}} d\varphi \quad (1.33)$$

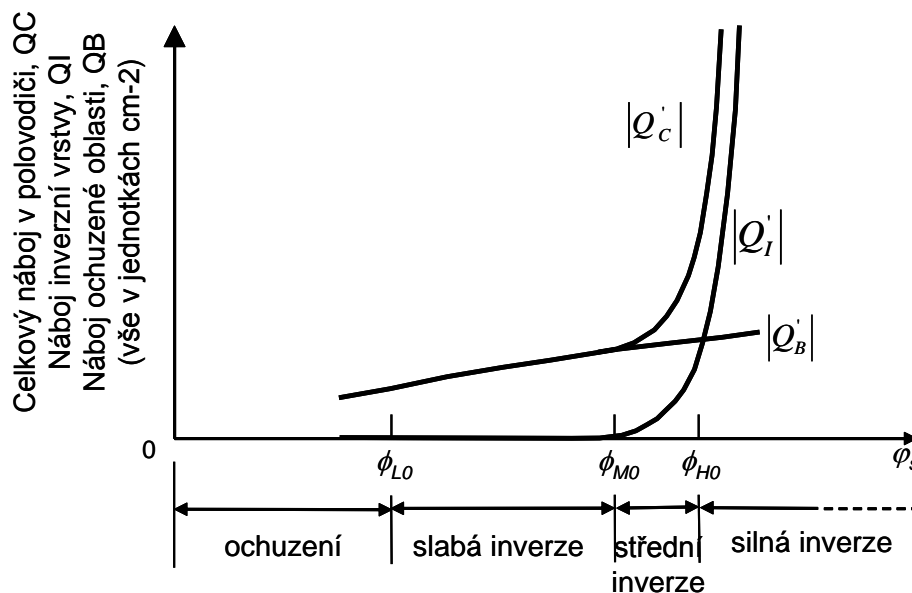
Výpočet hustoty náboje ionizovaných akceptorů a děr v ochuzené vrstvě.

$$Q_B = qp_{p0} \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} \frac{e^{-\varphi/\varphi_t} - 1}{\sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} + \varphi - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} - \varphi - \varphi_t)}}} d\varphi \quad (1.34)$$

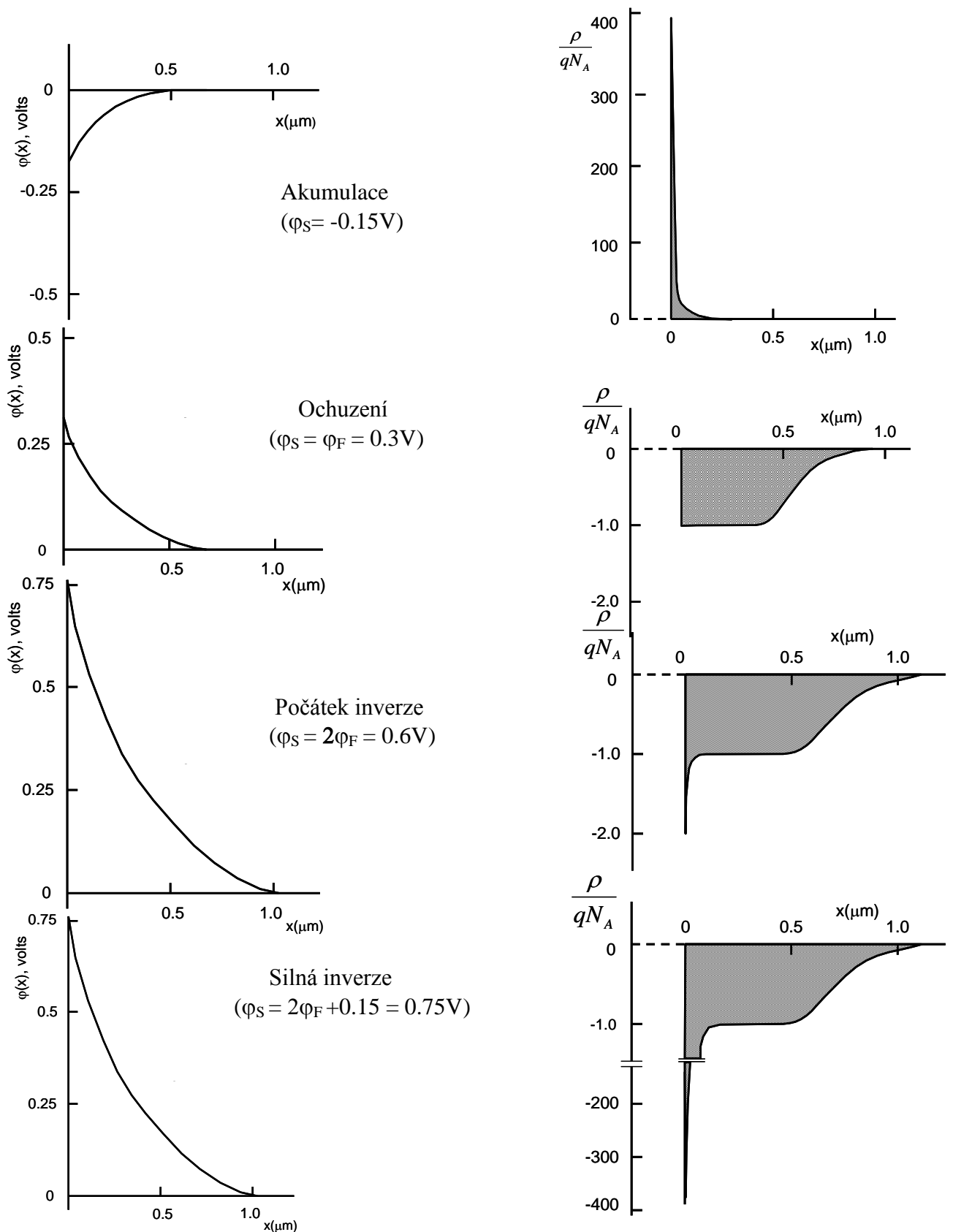
Pro výpočet elektrického potenciálu $\varphi(x)$ jako funkci souřadnice x musíme integrovat podruhé Poissonovu rovnici. Po separaci proměnných a integraci

$$- \int_{\varphi_s}^{\varphi_c} \frac{d\varphi}{\sqrt{\frac{2qN_A}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} \sqrt{\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} + \varphi - \varphi_t + e^{-2\varphi_B/\varphi_t} (\varphi_t e^{-\varphi/\varphi_t} - \varphi - \varphi_t)}}} = x \quad (1.35)$$

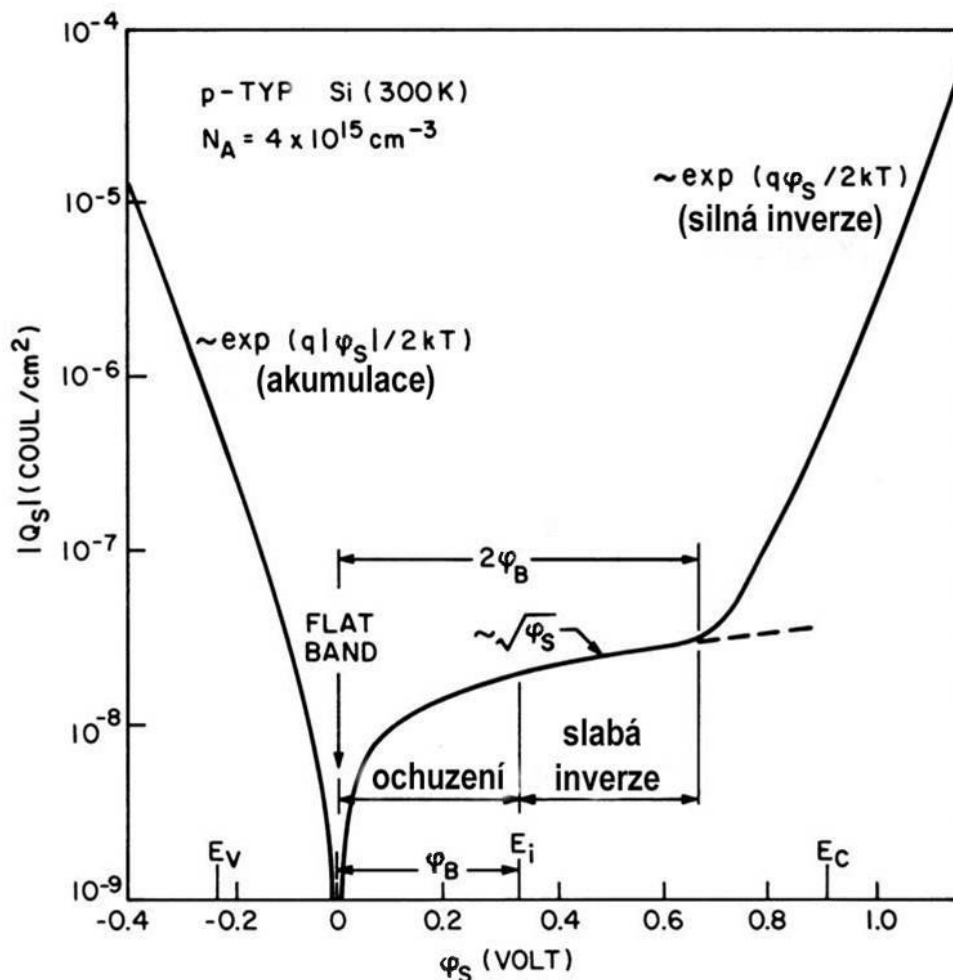
řešíme numericky tuto rovnici. Numerickou integraci je nutné použít také pro výpočet koncentrace děr a elektronů. Výsledky jsou shrnuty v obr.1.6



Obr.1.6 Hodnota náboje inverzní vrstvy, náboje ochuzené vrstvy a jejich součet (všechny v jednotkách náboje na plošnou jednotku) v závislosti na povrchovém potenciálu φ_s .



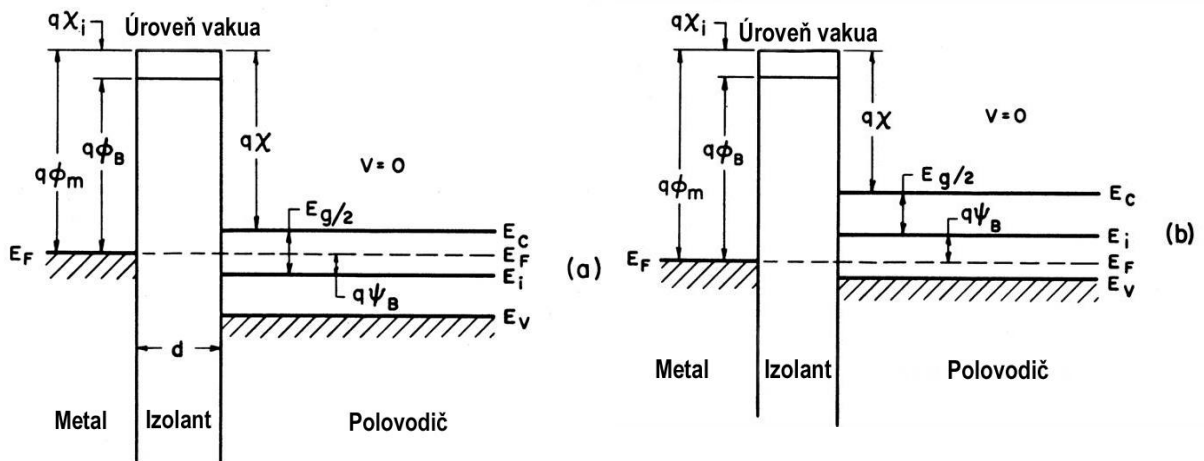
Obr.1.7 Přesný numerický výpočet potenciálu $\phi(x)$ a normované hustoty náboje (ρ/qN_A) v polovodičové oblasti MOS kapacitoru v křemíkové podložce p-typu jako funkce hloubky, x , kde $\phi_F = 0.3\text{V}$, $T = 300\text{K}$. Grafy koncentrace náboje jsou v lineárním měřítku.



Obr. 1.8 Změna hustoty prostorového náboje v polovodiči jako funkce povrchového potenciálu ϕ_s pro P-typ křemíku s $N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ při pokojové teplotě; ϕ_B je rozdíl potenciálů mezi Fermiho hladinou a intrinsickou hladinou v objemu polovodiče [3].

1.5 Rozdíl výstupní práce (kov-polovodič a polovodič-polovodič)

V ideální MIS diodě jsme předpokládali, že rozdíl výstupní práce kov-polovodič daný rozdílem výstupních potenciálů $\phi_{ms}=0$, takže pásový model pro polovodič typu p i n bude mít vyrovnané pásy s Fermiho energií na stejné úrovni v polovodiči i v kovu. Tato situace je znázorněná na obr.1.9 pro p- i n-typ vodivosti polovodiče.



Obr.1.9 Energetické pásové diagramy ideální MIS diody při $V=0$. n-typ polovodiče (vlevo), p-typ polovodiče (vpravo), kde ϕ_m je potenciál výstupní práce kovu, χ je electronová afinita, izolantu, ϕ_B je potenciální bariéra kov-izolant, E_g je šířka zákázaného pásu, ψ_B je potenciální rozdíl mezi E_F a E_i .

Skutečný pásový diagram je však ovlivněn rozdílem výstupních prací, který se nemusí rovnat nule. Výstupní práce hradla $q\phi_m$ se mění podle použitého materiálu. Nejčastěji to je Al a jeho slitiny, mohou být použity i jiné kovy. U moderní technologie SGT (Silicon-Gate-Technology) se používá vysoce legovaný polykrystalický křemík. Na straně polovodiče se může výstupní práce také měnit podle účelu použití. Hodnota výstupní práce zde závisí na typu vodivosti podložky a úrovni legování.

Rozdíl potenciálů hradla a podložky

a) v případě **kovového hradla** a podložky n- resp. p-typu je dán:

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) \quad (1.36)$$

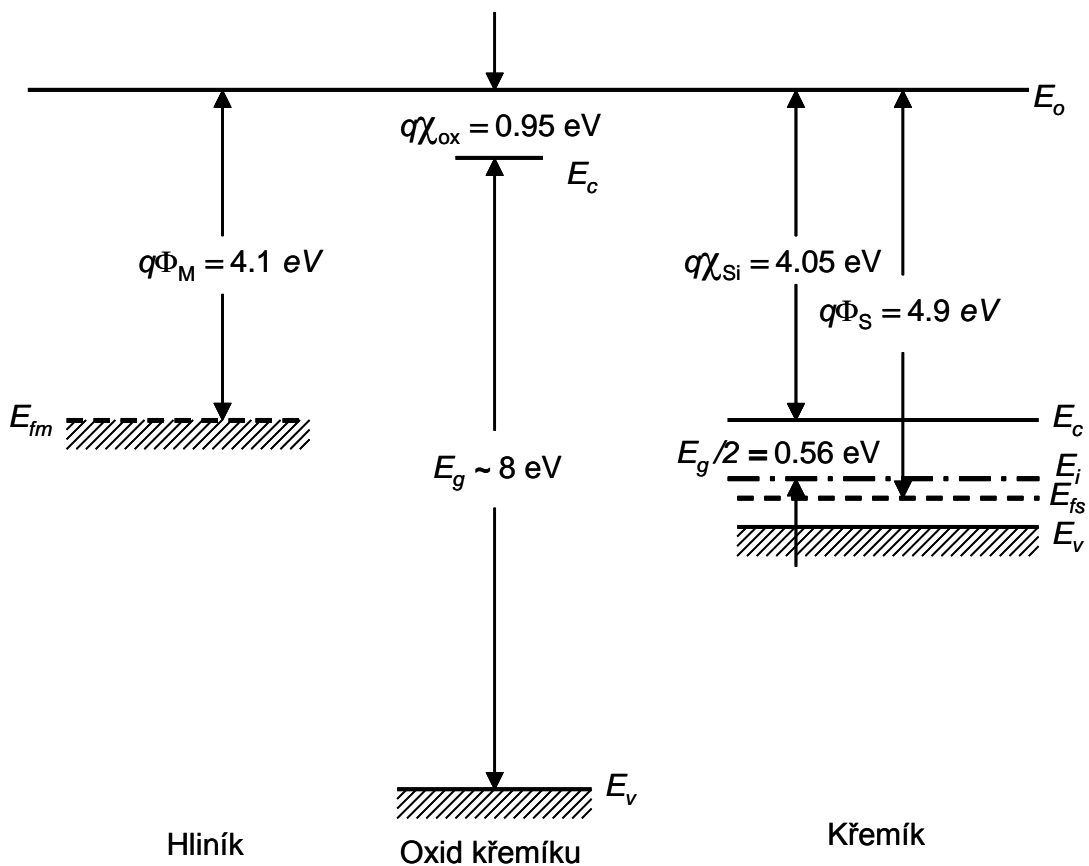
$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) \quad (1.37)$$

kde ϕ_{ms} je rozdíl potenciálů výstupních prací kov-polovodič.

b) v případě **Poly-Si hradla** a podložky je dán:

$$\phi_{ms(Sigate)} = \varphi_{f(gate)} - \varphi_{f(sub)} \quad (1.38)$$

kde $\phi_{ms(Sigate)}$ je rozdíl potenciálů výstupních prací polykrystalického Si tvořícího hradlo a monokrystalického křemíku použitého jako podložka.



Obr.1.10 Energetické hladiny ve třech oddělených komponentách, které vytvářejí typickou MOS strukturu: Al, SiO₂ a Si. [4]

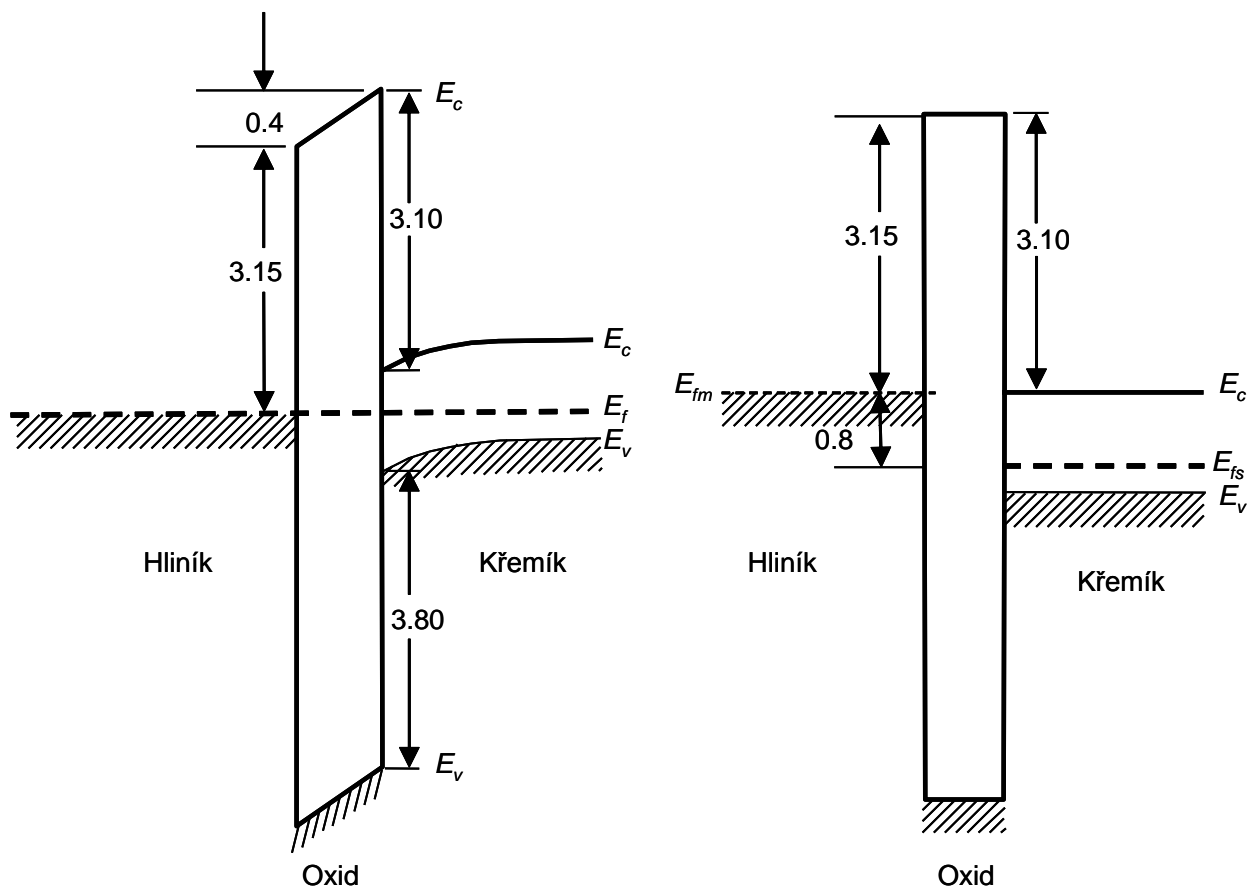
Veličiny a jejich hodnoty v obr.1.10 jsou následující: E_o je vztažná energetická úroveň ve vakuu, koncentrace akceptorů v Si je $N_A \sim 1.1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Výstupní práce aluminia je: $q\Phi_M = 4.1 \text{ eV}$, elektronová afinita SiO₂ je: $\chi_{ox} = 0.95 \text{ eV}$, elektronová afinita Si je $q\chi_{Si} = 4.05 \text{ eV}$ a výstupní práce Si je: $q\Phi_S = 4.9 \text{ eV}$.

1.6 Podmínka vyrovnání pásů

V reálné struktuře, bez přiloženého napětí se nenulový rozdíl výstupních prací na hradle a v polovodiči projeví ohybem energetického pásového diagramu u povrchu, tak aby Fermiho energie zůstala napříč celou strukturou konstantní. Tato situace je znázorněna v obr.1.11 vlevo. Přiložené napětí, které vyrovná tento ohyb se nazývá V_{FB} tj. „flat-band“ napětí.

Poznámka:

Z praktických důvodů se často v MOS struktuře jako vztažná energetická úroveň nebere vakuu ale spodní okraj vodivostního pásu oxidu křemíku.



Obr.1.11 Typický rovnovážný energetický pásový diagram MOS struktury bez přiloženého vnějšího napětí (vlevo) a s přiloženým napětím (vpravo) potřebným pro dosažení vyrovnání pásů tzv. "flat-band" podmínka. Předpokládá se, že v oxidu nejsou žádné náboje. (Energie je v eV). [4]

1.7 Literatura ke kap. 1

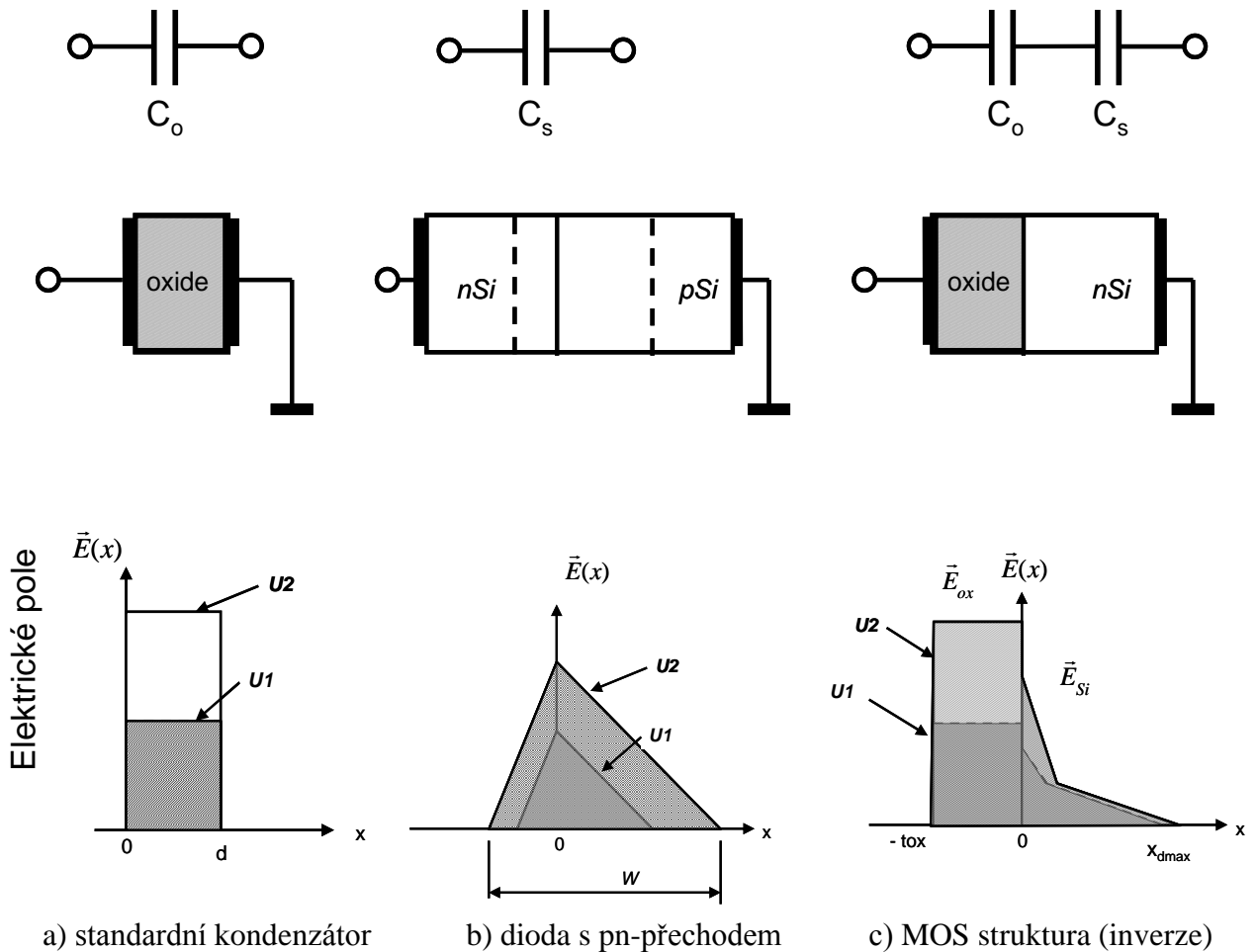
- [1] A.S.Grove: Physics and Technology of Semiconductor Devices, John Wiley.N.Y.1971
- [2] Stanley Wolf: Silicon Processing for the VLSI Era, Vol.3: The Submicron MOSFET Lattice Press
- [3] S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, John Wiley, 1985
- [4] R.S.Muller, T.I.Kamins: Device Electronics for Integrated Circuits, John Wiley.N.Y.1986

2. C-V KŘIVKY

2.1 C-V křivky MOS kapacitoru

Měření MOS kapacity se ukázalo jako velmi dobrý nástroj pro studium povrchových vlastností této struktury. Výhoda je patrná ze srovnání tří různých kondenzátorů viz obr.2,1:

- a) **Standardní kondenzátor.** Má pevnou tloušťkou dielektrika ohraničenou kovovými kontakty – obr.2.1a. Elektrické pole v dielektriku tohoto kondenzátoru roste přímo úměrně se zvyšujícím se přiloženým napětím. V obou polaritách připojeného napětí dielektrikem neteče proud a kapacita se s napětím nemění.
- b) **Kondenzátor tvořený pn-přechodem.** Má napětově závislou šířkou ochuzené oblasti prostorového náboje, která tvoří jeho “dielektrikum”. Elektrické pole uvnitř “dielektrika” v pn-přechodu roste se zvyšujícím se napětím v závěrném směru pomaleji, než v případě standardního kondenzátoru v důsledku toho, že oblast prostorového náboje se s napětím v závěrném směru rozšiřuje jak ve směru p-Si tak ve směru n-Si od středu přechodu – obr.2.1b. Kapacita klesá s rostoucím napětím v závěrném směru.
- c) **MOS kondenzátor.** Struktura MOS kondenzátoru představuje sériovou kombinaci standardního kondenzátoru s konstantní tloušťkou dielektrika a poloviny pn přechodového kondenzátoru (pouze buď p- nebo n- podložka) – obr.2.1c. Tloušťka dielektrika v polovodiči MOS struktury je napětově závislá jako v případě pn-přechodového kondenzátoru. Vzhledem k pevné části dielektrika strukturou neteče proud ani při změně polarity přiloženého napětí.



Obr.2.1 Srovnání tří různých kondenzátorů. Dielektrikum kapacity C_o a C_s odpovídá oxidu křemíku (permitivita oxidu je $\epsilon_r = 3.9$) a ochuzené vrstvě Si (permitivita intrinsického Si je $\epsilon_r = 11.9$) – v obr. nahoře. Rozložení elektrického pole napříč těchto struktur pro napětí U_1 a U_2 je v dolní části obr

Pozn.: $U_1 < U_2$, $U_1 \rightarrow$, $U_2 \rightarrow$, a $U = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(x) dx$

Výpočet normované MOS kapacity C/C_{ox} v závislosti na přiloženém napětí V_{GB} . viz obr 2.1c, [1].

Pro sériovou kombinaci pevné kapacity oxidu C_{ox} a napětově závislé kapacity C_s platí:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_s} \quad (2.1)$$

Normováním C_{ox} dostaneme:

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{C_{ox}}{C_s}} \quad (2.2)$$

Kapacita oblasti prostorového náboje (ochuzená oblast x_d) v křemíku je dána:

$$C_s = (\epsilon_0 \epsilon_{rs}) / x_d \quad (2.3)$$

Geometrická kapacita oxidu tloušťky t_{ox} , napětově nezávislá, je:

$$C_{ox} = (\varepsilon_0 \varepsilon_{rox}) / t_{ox} \quad (2.4)$$

Dosazením do rovnice (2.2) dostáváme výraz pro celkovou normovanou kapacitu:

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{x_d \varepsilon_{rox}}{t_{ox} \varepsilon_s}} \quad (2.5)$$

Celkové napětí mezi hradlem (gate) a Si-podložkou je součtem napětí na oxidu φ_{ox} a napětí na ochuzené vrstvě φ_s :

$$V_{GB} = \varphi_{ox} + \varphi_s \quad (2.6)$$

odtud:

$$\varphi_s = V_{GB} - \varphi_{ox} = V_{GB} - \left(-\frac{Q_s}{C_{ox}} \right) \quad (2.7)$$

kde

$$\varphi_s = V_{GB} + \frac{Q_s}{C_{ox}} \quad (2.8)$$

Náboj nevykompenzovaných příměsových iontů (akceptorů) v křemíku Q_s je dán výrazem:

$$Q_s = -qN_A x_d \quad (2.9)$$

Po dosazení do rov. (2.8) dostaneme úbytek napětí na oblasti prostorového náboje φ_s v Si:

$$\varphi_s = V_{GB} - \frac{qN_A x_d}{C_{ox}} \quad (2.10)$$

Zároveň platí:

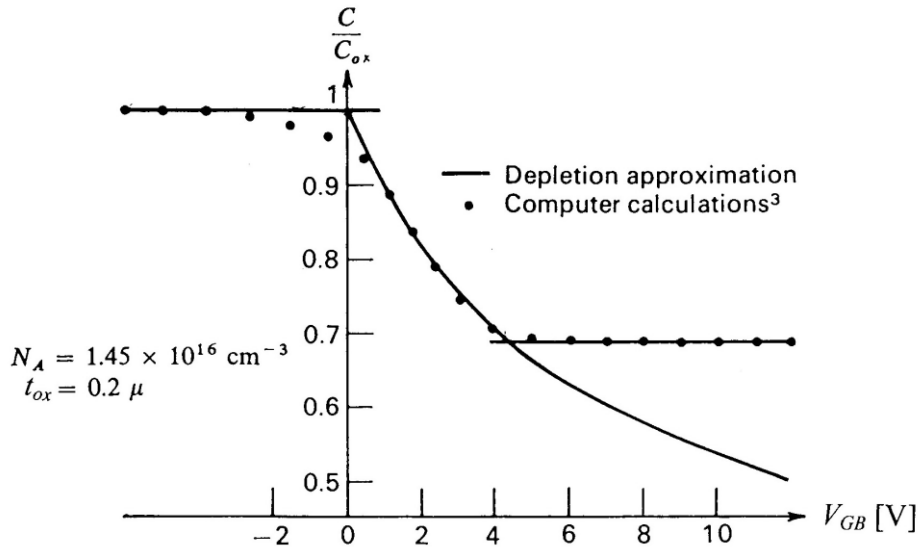
$$\varphi_s = \frac{qN_A x_d^2}{2\varepsilon_{rs} \varepsilon_0} \quad (2.11)$$

Kombinací rovnic (2.10) a (2.11) dostaneme kvadratickou rovnici proměnné x_d :

$$\frac{qN_A x_d^2}{2\varepsilon_{rs} \varepsilon_0} + \frac{qN_A x_d}{C_{ox}} - V_{GB} = 0 \quad (2.12)$$

Vypočítanou tloušťku ochuzené oblasti $x_d > 0$ dosadíme do rovnice (2.5) a získáme normovanou kapacitu MOS struktury jako funkci hradlového napětí V_{GB} :

$$\frac{C}{C_{ox}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{rox}^2 \varepsilon_0}{qN_A \varepsilon_{rs} t_{ox}^2} V_{GB}}} \quad (2.13)$$



Obr.2.2 Kapacitně-napěťová charakteristika MOS struktury [2].

Jak vyplývá z obr. 2.1c, MOS struktura představuje sériovou kombinaci napěťově nezávislé kapacity C_o a napěťově závislé kapacity C_s . Zvyšuje-li se napětí na hradle V_{GB} tak, že povrch Si v MOS struktuře se ochuzuje, oblast prostorového náboje x_d se rozšiřuje a kapacita C_s této oblasti klesá. Klesá tak i celková normovaná kapacita C/C_{ox} , jak je patrné z obr.2.2. Po dosažení minimální kapacity při V_{GBmin} je její další průběh ovlivněn novými vlivy.

2.2 C-V křivky nf, vf a hlubokého vyčerpání

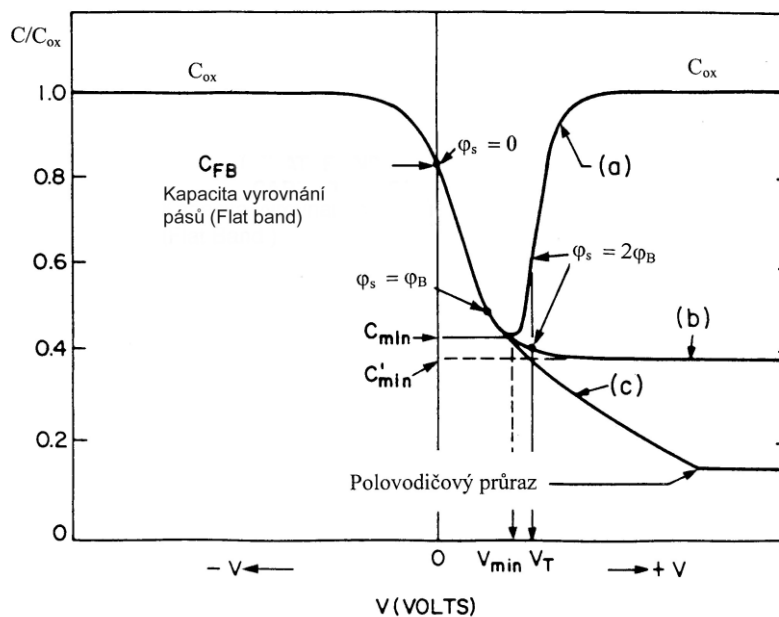
Při hradlovém napětí $V_{GB} > V_{GBmin}$ se začne na povrchu vytvářet inverzní vrstva. Ta vzniká generací minoritních nosičů. Inverzní vrstva narůstá tak rychle, jak rychle mohou být generovány minoritní nosiče uvnitř ochuzené vrstvy u povrchu. Toto omezení způsobuje, že měřená kapacita je funkcí frekvence nízkonapěťového střídavého signálu používaného k jejímu měření. Zatímco kapacita oxidu C_o je konstantní, kapacitu C_s , danou jen dielektrikem vyčerpáné vrstvy – viz rov.(2.3) je třeba nahradit obecnější formulí, která bere v úvahu také hromadění pohyblivého náboje (zde elektronů) v inverzní vrstvě. Diferenciální kapacita C_D respektující změny celého náboje v polovodiči je dána:

$$C_D = \frac{dQ_C}{d\varphi_s} \quad (2.14)$$

kde celkový náboj v polovodiči Q_C je dán rov.(1.28). Celková kapacita C/C_{ox} respektující tuto úpravu je zobrazena v obr.2.3 křivka (a). V popisu této křivky začínáme na levé straně (negativní

napětí) kde je akumulace děr a tedy vysoká diferenciální kapacita v polovodiči. Hodnotu celkové kapacity C/C_{ox} zde určuje kapacita oxidu C_o , která je menší. Jakmile je dostatečně sníženo negativní napětí začne se vytvářet u povrchu ochuzená oblast v polovodiči, tvořící dielektrikum polovodičové kapacity $C_s = C_D$ a celková kapacita klesá. Kapacita C/C_{ox} pak prochází minimem a opět začíná růst, jak se vytváří inverzní vrstva u povrchu $C_D > C_s$. V tomto bodě tloušťka ochuzené vrstvy dosahuje své maximální hodnoty x_{dmax} a při dalším zvyšování náboje na hradle se mění už jen nepatrně. Zvyšující se náboj na hradle je za tímto bodem kompenzován prakticky už jen vzrůstem náboje v inverzní vrstvě (v našem případě elektronů).

Jak už bylo řečeno, vzrůst kapacity závisí na schopnosti koncentrace elektronů sledovat přiložený ac signál. To se děje jen při nízkých frekvencích, kde rekombinačně-generační rychlost minoritních nositelů (v našem případě elektronů) stíhá sledovat malosignálové změny a vede k výměně náboje s inverzní vrstvou ve stejném kroku s měřeným signálem. Experimentálně bylo zjištěno, že u struktury metal-SiO₂-Si odpovídá tzv. "nízká frekvence" intervalu 5 až 100Hz [3].



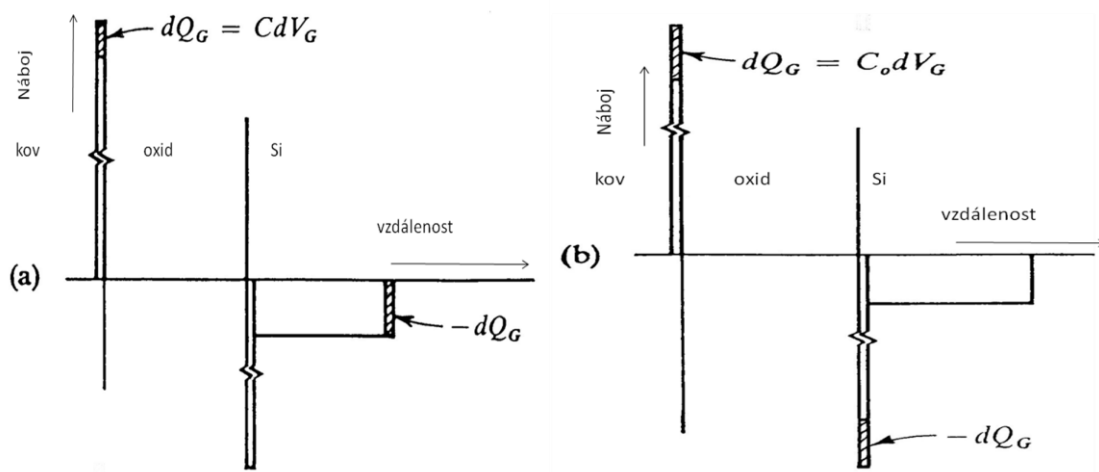
Obr.2.3 Kapacitně-napěťové křivky MOS struktury: a) nízkofrekvenční, b) vysokofrekvenční a c) s hlubokým ochuzením [3].

Jako důsledek pomalé rekombinačně-generační rychlosti minoritních nositelů v inverzní vrstvě, nevykazují MIS křivky měřené při vyšší frekvenci vzrůst kapacity na pravé straně – obr. 2.3 křivka (b).

Křivka (c) v obr.2.3 ukazuje CV křivku v hlubokém ochuzení (pulzní režim). Tato situace odpovídá stavu, kdy se ještě nestihla vytvořit inverzní vrstva a náboj na hradle je plně kompenzován v křemíku jen nábojem ochuzené vrstvy $Q_s = -qN_Ax_d$.

2.3 Vliv frekvence

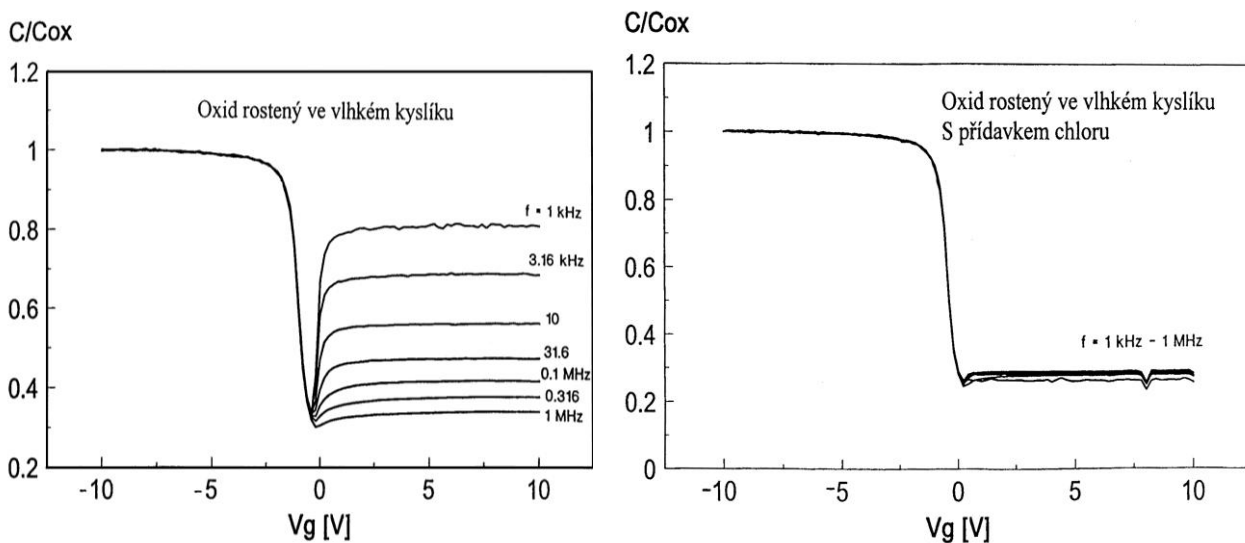
Jak už bylo řečeno, na malé zvýšení hradlového napětí v oblasti inverze reaguje MOS struktura téměř okamžitou změnou šířky ochuzené oblasti vytlačení odpovídajícího množství děr z ochuzené oblasti tak, aby byla splněna podmínka nábojové neutrality. Relaxační doba tohoto jevu je závislá na přesunu majoritních nosičů v křemíku u okraje ochuzené vrstvy, který je velice rychlý. Relaxační doba $t_r = \rho\varepsilon$, což při specifickém odporu křemíku $\rho \sim 1\Omega\text{cm}$ a relativní permitivitě Si $\varepsilon_{rSi} = 11,9$ dává $t_r \sim 1$ pikosekundu.



Obr.2.4 Zobrazení změn nábojového rozdělení v MOS struktuře při [2]:
 a) vysokých frekvencích; b) nízkých frekvencích

Tato situace je znázorněna na obr.2.4a. Mohou-li být páry elektron-díra generovány dostatečně rychle vzhledem k periodicky se měnícímu napěťovému měřicímu signálu, generované díry pak obsadí znovu ty pozice, ze kterých byly vytlačeny u okraje ochuzené vrstvy a nábojová neutralita se obnoví vytvořením inverzní vrstvy tvořené generovanými elektrony. Tedy přírůstek záporného náboje v důsledku zvýšení napětí na hradle se objeví opět na rozhraní oxid-křemík jak je vidět na obr.2.4b. Důsledkem tohoto mechanismu je, že měřená celková kapacita struktury bude opět odpovídat jen samotné kapacitě oxidu C_o viz obr.2.3c.

Způsob přípravy MOS struktury ovlivňuje-generačně rekombinační proces minoritních nosičů v křemíku a určuje tak její frekvenční vlastnosti. V obr.2.5 je uveden příklad termického oxidu rosteného ve vlhkém kyslíku (vlevo) a stejného oxidu s přidavkem chlór (vpravo). Chlór je znám jako getr, který snižuje hustotu generačně-rekombinačních center u rozhraní oxid-křemík a snižuje tak rychlost vytváření (anebo potlačování) inverzní vrstvy. Výsledkem je, že rozhraní mezi vysokofrekvenčními a nízkofrekvenčními CV křivkami se posouvá k nízkým frekvencím.

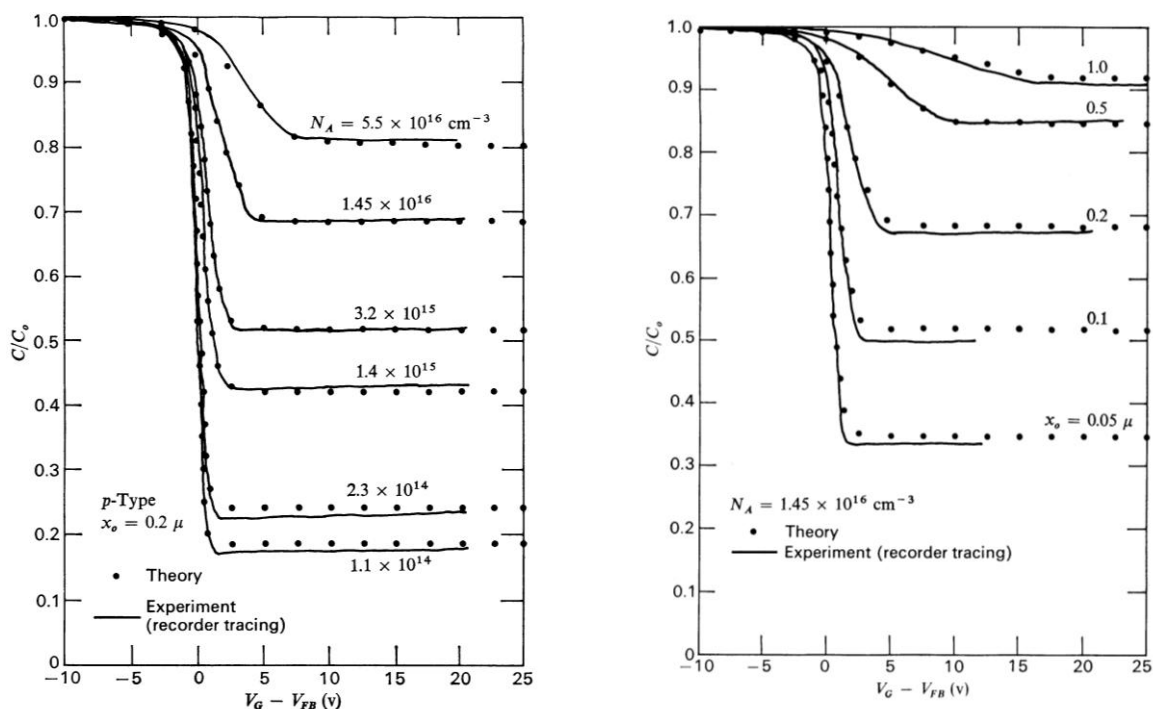


Obr.2.5 CV křivky MOS struktury s rozdílně připraveným oxidem měřené ve frekvenčním spektru 1kHz až 1MHz.

Poznámka: Oxidy a rozhraní SiO₂-Si, které se vyznačují minimální generačně-rekombinační rychlostí jsou základní podmínkou pro dobře fungující součástky struktur CCD (Charge-Coupled-Devices) zvláště pak posuvné registry.

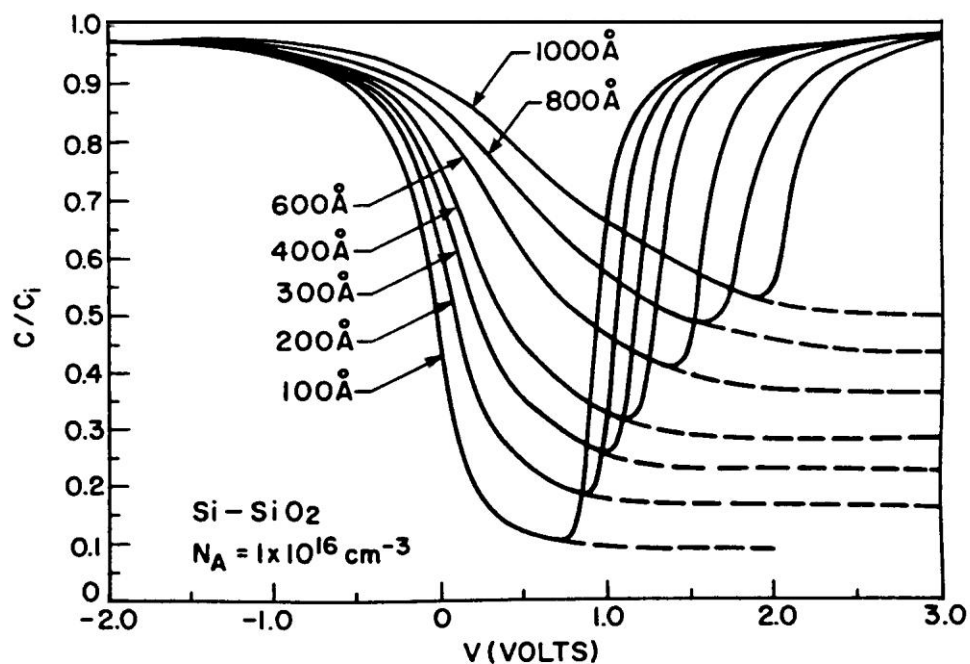
2.4 Vliv dotace a tloušťky oxidu na C-V křivky

Jak vyplývá z rovnice (2.13), kapacita MOS struktury je nepřímo úměrná tloušťce oxidu a nepřímo úměrná odmocnině koncentrace příměsí ve křemíku. Tloušťka oxidu i koncentrace příměsí jsou volitelné parametry struktury. Porovnání teoretických a experimentálních CV

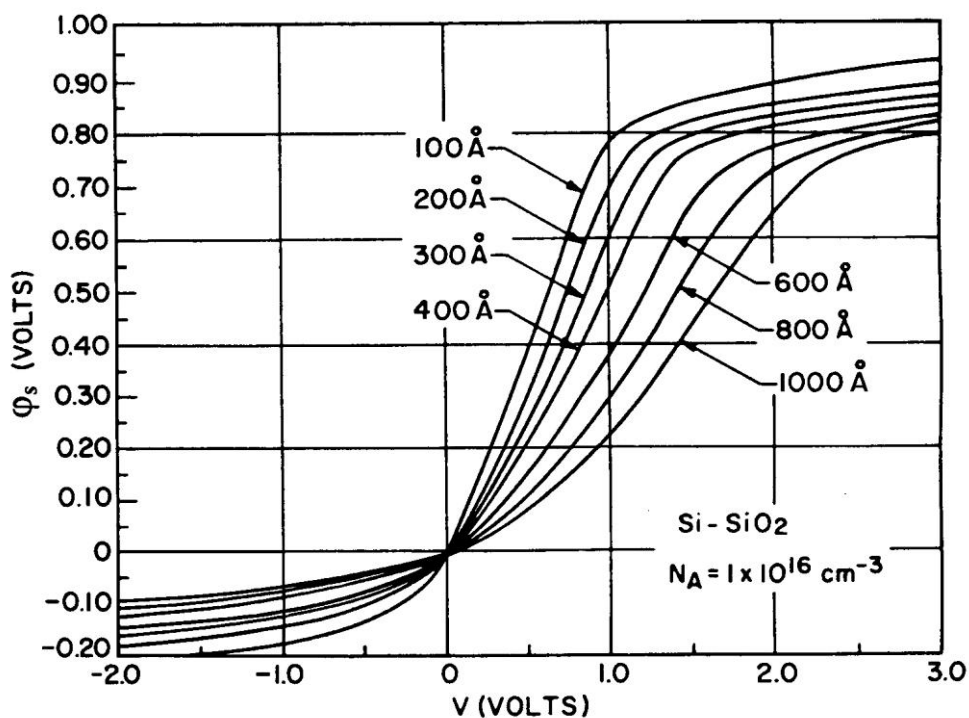


Obr.2.6 Vliv koncentrace příměsí (vlevo) a tloušťky oxidu na CV křivky MOS struktury [4]. křivek publikoval jako prvý A.S. Grove s kolektivem [4] již v r.1965. Tyto závislosti jsou uvedeny v obr.2.6.

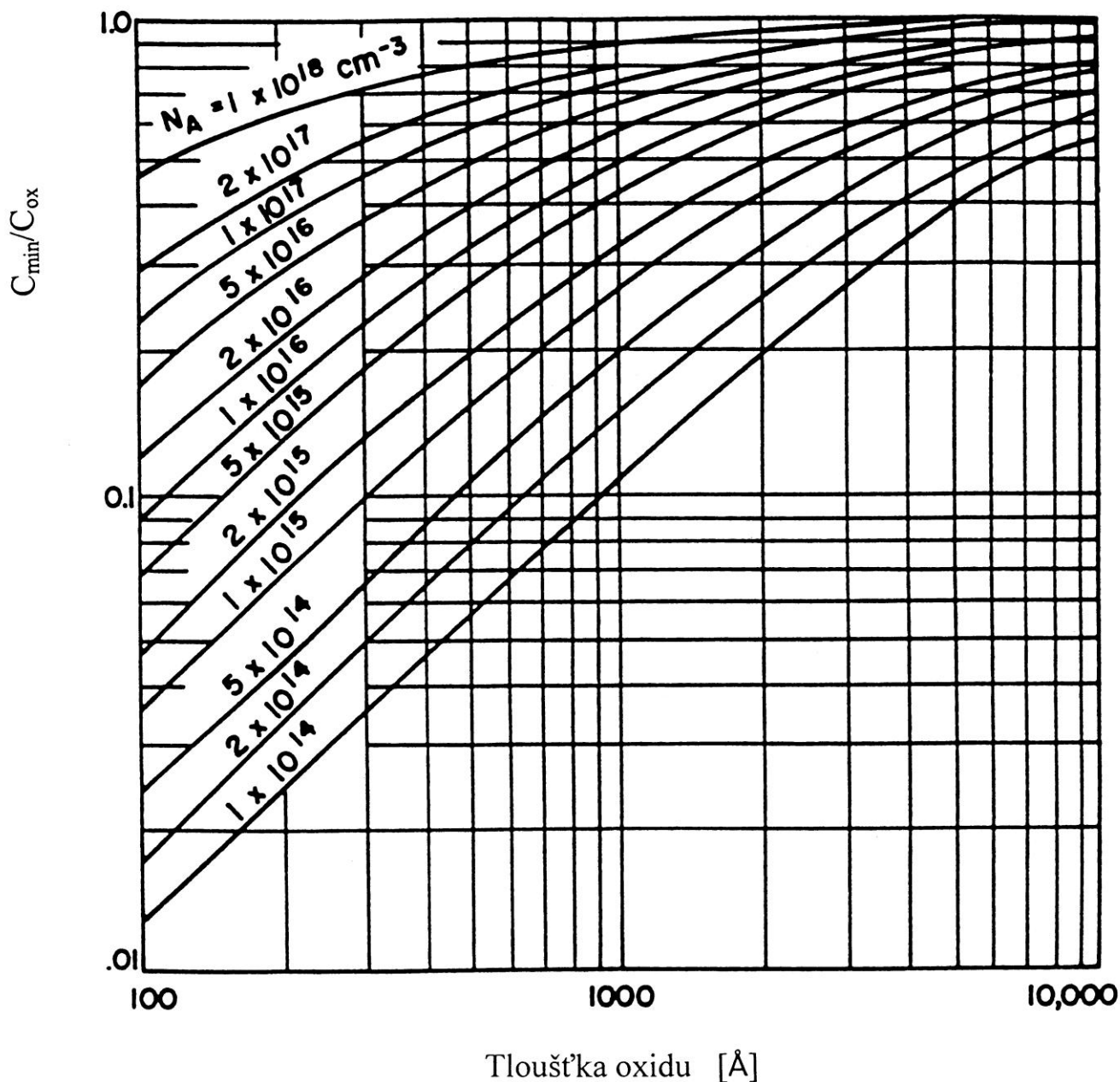
Přesné numericky vypočítané CV křivky ideální MOS struktury, kde tloušťky oxidu a koncentrace příměsí jsou jako parametry, byly publikovány v tzv. Goetzbergerově katalogu [4]. V katalogu jsou kromě CV křivek uvedeny další užitečné charakteristiky, viz obr. 2.7 až obr.2.10.



Obr.2.7 CV křivky ideální MOS struktury. Plná čára odpovídá nízkofrekvenční kapacitě, čárkovaně jsou označeny vysokofrekvenční kapacity. (podle Goetzbergera [4]).



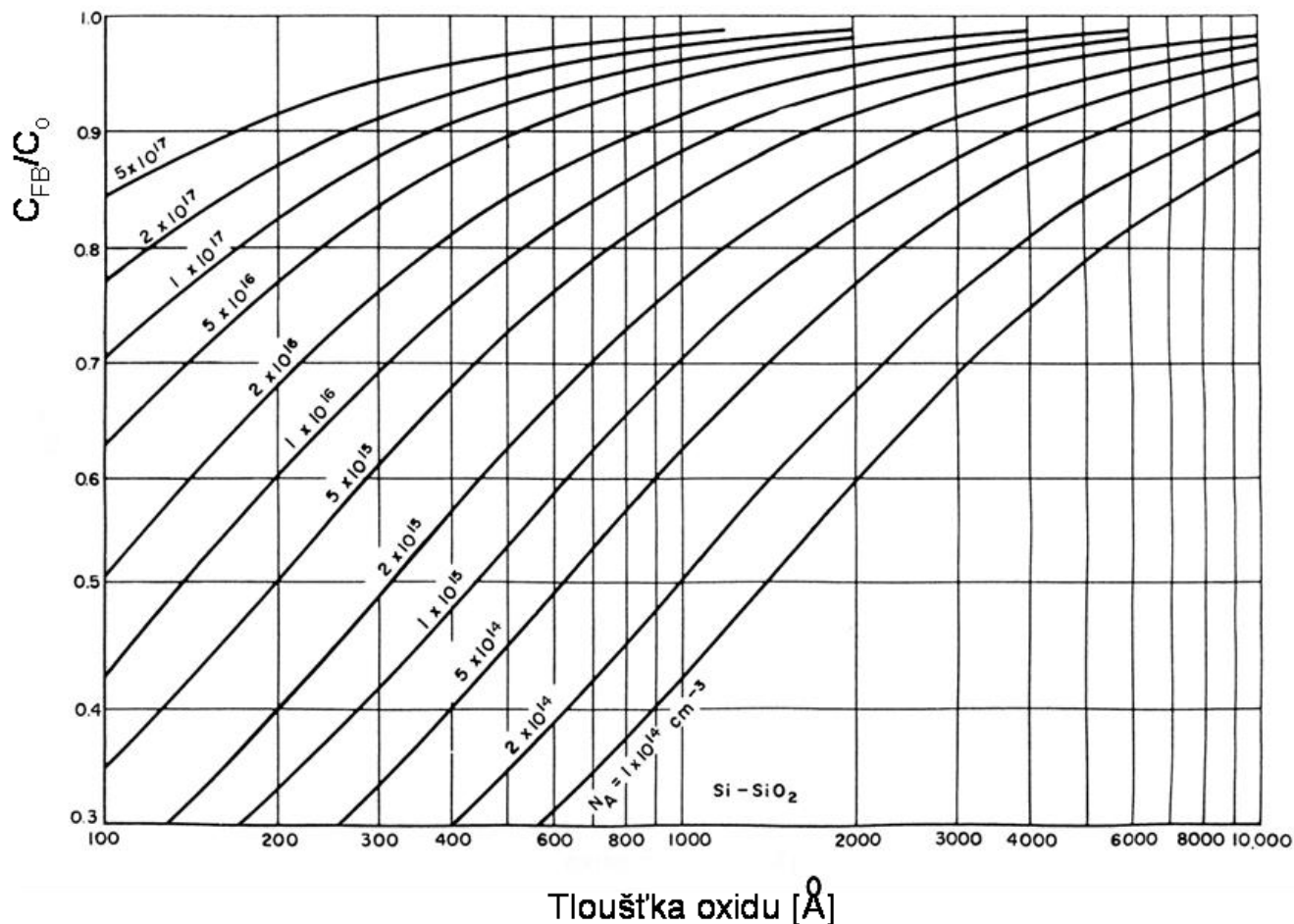
2.8 Povrchový potenciál ϕ_s jako funkce přiloženého napětí pro ideální MOS strukturu. Tloušťky oxidu jsou jako parametry (podle Goetzbergera [4]).



Obr.2.9 Normovaná minimální kapacita v závislosti na tloušťce oxidu s koncentrací příměsí v křemíku jako parametr pro ideální MOS strukturu – viz obr. 2.3 (podle Goetzbergera [4]).

Jak potvrzuje obr.2.6 a obr.2.7 největší pokles normované kapacity nastává při nejnižší dotaci podložky a při nejmenší tloušťce oxidové vrstvy. MOS struktury pro analýzu povrchových vlastností křemíku, rozhraní Si-SiO₂ a samozřejmě i oxidu jsou tím citlivější, čím je oxid tenčí a křemík má nižší dotaci.

Znalost hodnoty „flat-band“ kapacity je důležitá pro stanovení hustoty náboje v oxidu a na rozhraní Si-SiO₂ porovnáním teoretické CV křivky s křivkou experimentální. „Flat-band“ kapacita představuje jednoznačnou vztažnou hodnotu, která má i konkrétní fyzikální význam, tj. stav vyrovnání energetických pásů.



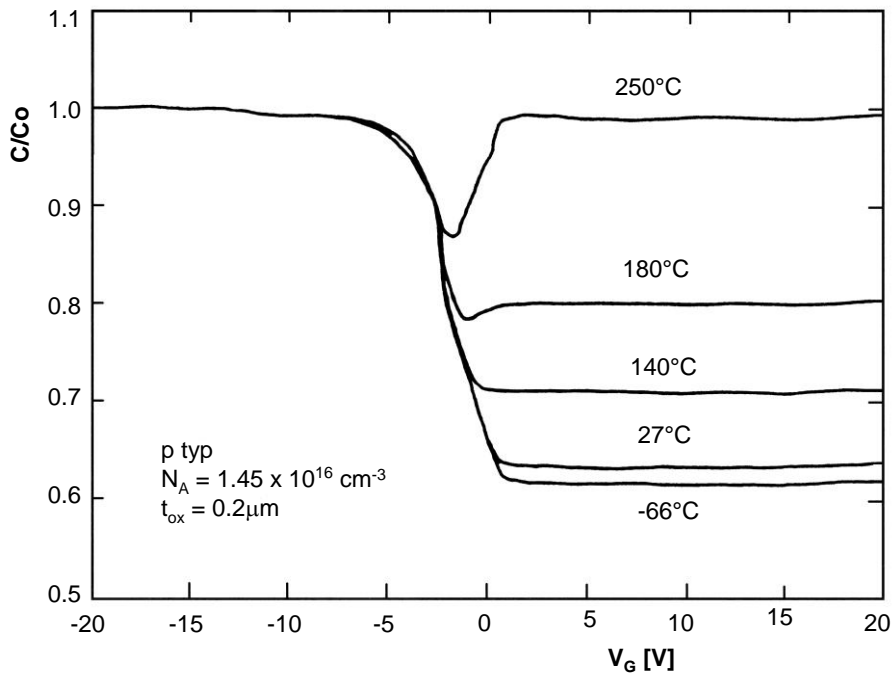
Obr.2.10 Normovaná kapacita rovných pásů (flat-band) v závislosti na tloušťce oxidu s dotací křemíku jako parametrem pro ideální MOS strukturu – viz obr. 2.3 (podle Goetzbergera [4]).

2.5 Vliv teploty a světla na C-V křivky

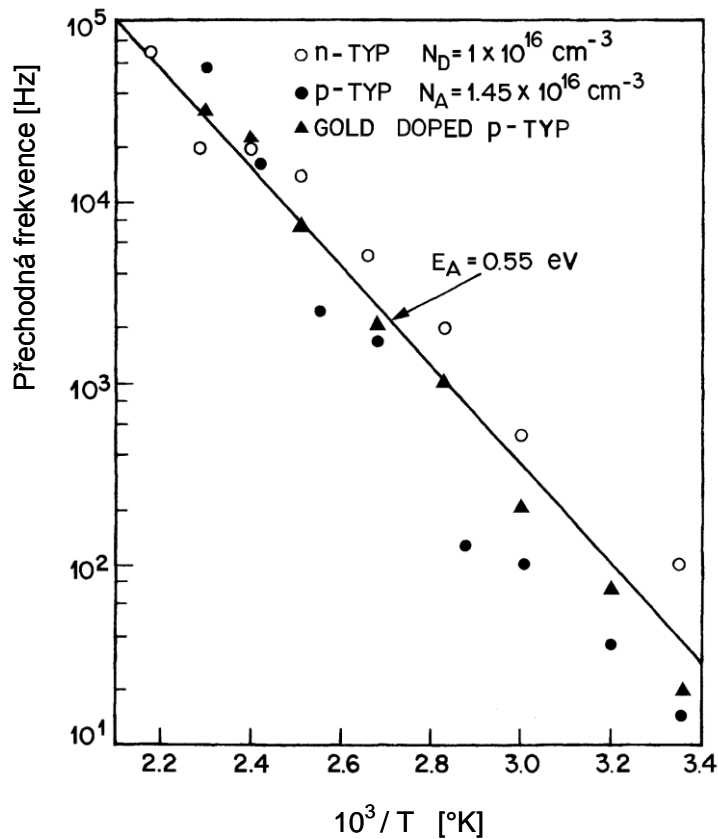
V obr. 2.11 jsou CV křivky naměřené při 100 kHz s teplotou jako parametrem. Z obrázku vyplývá, že v oblasti akumulace a ochuzení má teplota na kapacitu jen minimální vliv, protože tyto stavy jsou spojeny s přeskupováním majoritních nosičů. Hlavní vliv teploty nastává v oblasti inverze.

Při nízkých teplotách (-66°C) minoritní nosiče v inverzní vrstvě nestihají sledovat 100 kHz měřící signál, takže výsledkem měření je vysokofrekvenční CV křivka. Jakmile však teplota vzroste, zvýší se také generačně rekombinační rychlost minoritních nosičů v inverzní vrstvě a umožní jim tento signál sledovat. Výsledkem je přechod od vysokofrekvenčních CV křivek k nízkofrekvenčním CV křivkám. Na obr. 2.11 je patrné rozhraní mezi vysokofrekvenčními a nízkofrekvenčními (s výraznějším minimem) CV křivkami. Toto rozhraní odpovídá teplotě $\sim 160^{\circ}\text{C}$. Systematickou změnou teploty a měřící frekvence je možno nalézt teplotní závislost přechodné (transitní) frekvence, to je frekvence kdy CV křivka přechází z nf na vf – viz obr.2.12.

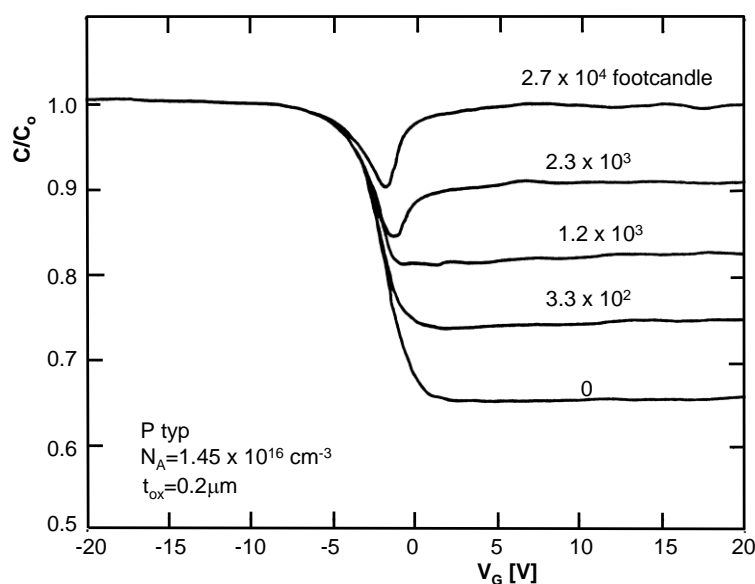
Podobný účinek jaký má teplota na generačně – rekombinační proces minoritních nosičů v inverzní vrstvě má i světlo. Vliv osvětlení na CV křivky je v obr. 2.13. Osvětlení stejně jako teplota zvyšuje generačně – rekombinační proces a umožňuje tak MOS strukturu rychlejší odezvu na měřící signál.



Obr.2.11 Vliv teploty na CV křivky MOS struktury měřené při 100kHz [3].



Obr.2.12 Teplotní závislost přechodné frekvence mezi vysokofrekvenčními a nízkofrekvenčními CV křivkami. Tloušťka oxidu byla 200nm. Zlatem dopovaný vzorek p-typu měl koncentraci Au kolem 10^{15} cm^{-3} . [4].

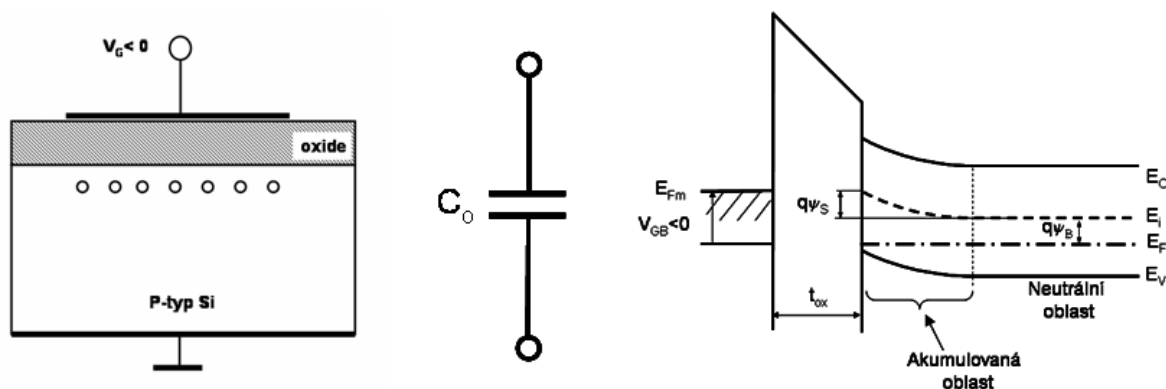


Obr.2.13 Vliv osvětlení na CV křivky MOS struktury [3].

2.6 Akumulace, ochuzení, hluboké ochuzení a inverze

V kapitole 1.3 byly popsány základní stavy povrchu v MOS struktuře. V obr.1.8 je uvedena závislost hustoty náboje na hradlovém napětí. Vraťme se ještě jednou podrobněji k těmto otázkám pro MOS strukturu s podložkou typu P.

2.6.1 Akumulace [5].



Obr.2.14 Řez MOS strukturou, náhradní schema a pásový model pro stav akumulace

Akumulaci MOS struktury –viz obr. 2.14 - si můžeme představit jako sériovou kombinaci dvou kondenzátorů.

První kondenzátor je tvořen dielektrickou vrstvou oxidu křemičitého, kovovou elektrodou hradla a křemíkovou podložkou s vysokou koncentrací děr v akumulaci, která odpovídá svou vodivostí

téměř kovové vrstvě (viz obr.1.8). Elektrické pole v tomto kondenzátoru je napříč oxidu konstantní.

Druhý kondenzátor si můžeme představit jako místo, kde se hromadí náboj děr v křemíku těsně pod oxidem. Elektrické pole má maximum na rozhraní SiO_2 –Si a prudce klesá k nule na velmi krátké vzdálenosti ve směru do objemu podložky. Kapacita tohoto kondenzátoru je tak velká, že jej v sériové kombinaci s oxidovým kondenzátorem můžeme zanedbat. Celková kapacita se tak rovná jen geometrické kapacitě oxidového (prvního) kondenzátoru C_o a je napěťově nezávislá. Tuto situaci včetně odpovídajícího pásového diagramu pro akumulaci znázorňuje obr . 2.14.

$$C_{\text{celková}} = C_o \quad (2.15)$$

$$C_o = \frac{\varepsilon_{\text{rox}} \varepsilon_o A}{t_{\text{ox}}} \quad (2.16)$$

kde ε_{rox} je relativní permitivita oxidu ($\varepsilon_{\text{rox}} = 3.9$)

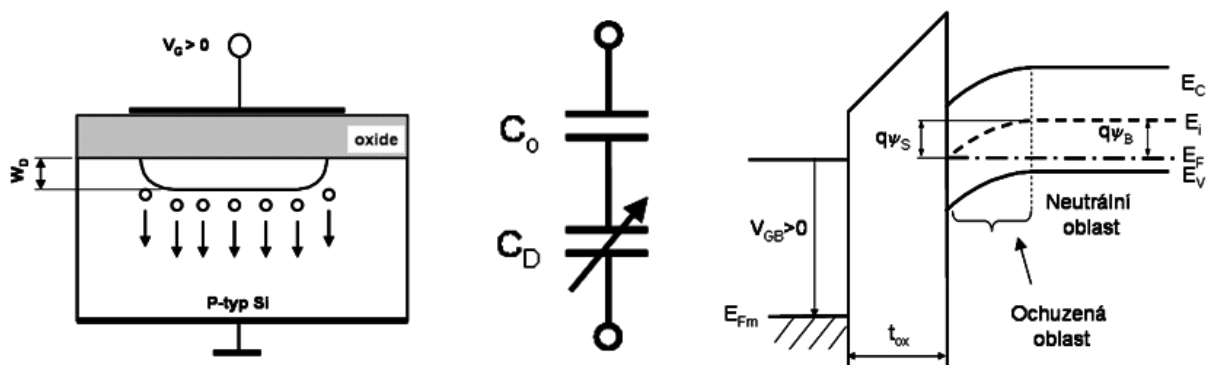
ε_o je permitivita vákua

A je plocha kondenzátoru

t_{ox} je tloušťka oxidu

2.6.2 Ochuzení [5].

V ochuzení, pro případ p-typu, je přiloženo malé kladné napětí nebo menší záporné napětí na hradlo. To vytvoří povrchovou ochuzenou oblast šířky W_D . Náboj, který odpovídá hradlovému napětí v této oblasti prostorového je tvořen ionizovanými akceptory, které mají zápornou polaritu. V důsledku oblasti prostorového náboje je zde vytvořen kondenzátor, jehož kapacita závisí na šířce této ochuzené vrstvy.



Obr.2.15 Řez MOS strukturou, náhradní schema a pásový model pro stav „ochuzení“.

Majoritní nosiče jsou vytlačeny do objemu a vytvářejí ochuzenou vrstvu v křemíku blízko rozhraní Si-SiO₂.

Kapacita oblasti prostorového náboje tedy kapacita ochuzené vrstvy nevykompenzovaných akceptorů je C_D . Celková měřená kapacita se rovná sériové kombinaci C_o a C_D . Tedy

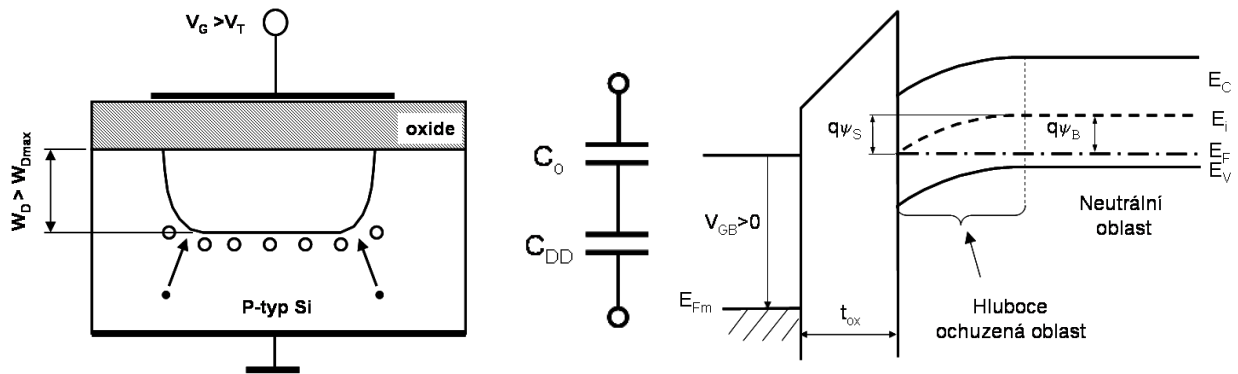
$$\frac{1}{C_{celková}} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_D} \quad (2.17)$$

kde C_D závisí nepřímo-úměrně na tloušťce ochuzené vrstvy W_D , která je napětově a koncentračně závislá

$$C_D = \frac{\epsilon_{Si} A}{W_D} = \frac{\epsilon_{rSi} \epsilon_o}{W_D} \quad (2.18)$$

Relativní permitivita křemíku je $\epsilon_{rSi} = 11.9$

2.6.3 Hluboké ochuzení (deep depletion) [5].



Obr.2.16 Řez MOS strukturou, náhradní schema a pásový model pro stav „hlubokého ochuzení“. Majoritní nosiče jsou vytlačeny do objemu a vytvářejí hlubokou ochuzenou vrstvu v křemíku blízko rozhraní Si-SiO₂.

Generace minoritních nosičů nemůže nastat v důsledku rychlého přepínání napětí na hradle. Dočasně vytvořená hluboce ochuzená vrstva se proto rozšíří do větší hloubky aby kompenzovala náboj na hradle. V obvodovém modelu to reprezentuje sériová kombinace $C_{ox} + C_{DD}$

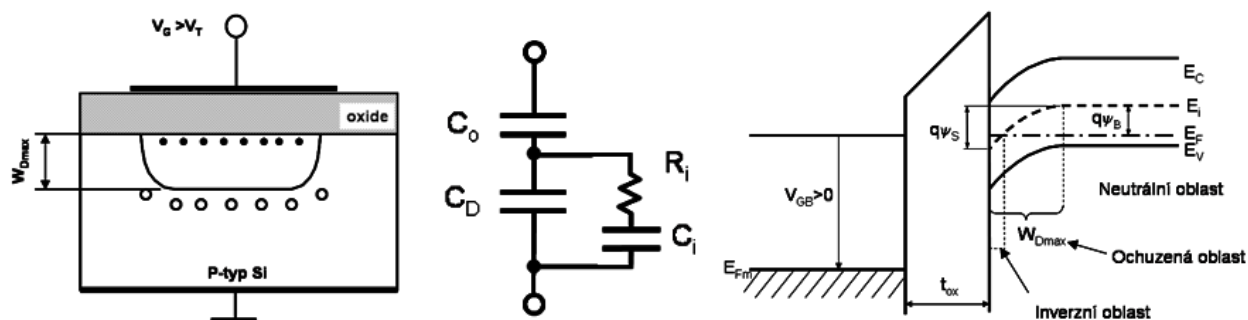
$$\frac{1}{C_{celková}} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_{DD}} \quad (2.19)$$

kde

$$C_{DD} = \frac{C_o}{[(1 + 2(V_G - V_{FB}) / (q\epsilon_{rs}\epsilon_o N_s / C_o^2))^{1/2} - 1]} \quad (2.20)$$

Oblast hlubokého ochuzení je velmi užitečná pro měření jak hustoty majoritních nosičů tak generační doby života. Hluboké ochuzení se výhodou využívá v CCD (charge coupled devices) součástkách.

2.6.4 Inverze [5].



Obr.2.17 Řez MOS strukturou, náhradní schema a pásový model pro stav „inverze“. Náboj v Si je tvořen ochuzenou vrstvou a vrstvou inverzní, která má frekvenční omezení.

$$\frac{1}{C_{celková}} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_D + C_i} \quad (2.21)$$

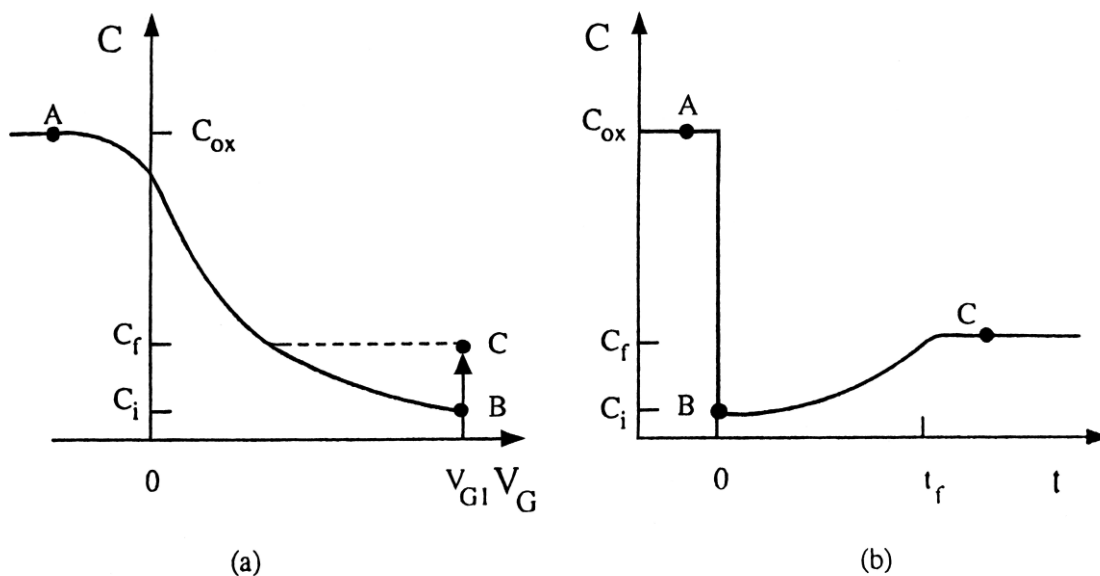
$$V_T = \pm \frac{Q_B}{C_o} \pm \varphi_{Sinv} \quad (2.22)$$

$$\varphi_{Sinv} = 2\phi_B \quad (2.23)$$

Připojíme-li na gate napětí rovné nebo větší než je prahové napětí, začne se vytvářet v křemíku pod oxidem inverzní vrstva, rozšiřování oblasti prostorového náboje dosáhne své maximální hodnoty W_{Dmax} a dál se s napětím rozšiřuje jen nepatrně. Celková kapacita je nyní v náhradním obvodu reprezentovaná kapacitou oxidu C_o , kapacitou oblasti prostorového náboje C_D a kapacitou reprezentující inverzní vrstvu C_i . Kapacita C_i je tvořena minoritními nosiči. Abychom tuto kapacitu mohli měřit, musí být zajištěna dostatečně rychlá výměna náboje sledující střídavé napětí měřicího signálu a tedy dQ/dV . K výměně náboje při vysoké frekvenci měřicího signálu nedochází, proto je naměřená kapacita C_i rovna nule. Inverzní vrstvou odstíněná ochuzená vrstva pak tvoří fixní kapacitu, která se nemění s přiloženým napětím.

2.7 C-t křivky

Přechod mezi hlubokým ochuzením a ustálenou inverzí se s výhodou využívá k povrchové analýze, například k měření generační doby minoritních nosičů v OPN. Metoda se vžila pod názvem Ct-metoda. Základem metody je rychlé přepnutí napětí na MOS struktuře ze stavu akumulace do stavu hlubokého ochuzení. Současně probíhá měření časové závislosti celkové MOS kapacity. Situace je znázorněna v obr.2.18.



Obr.2.18 (a) Graf CV křivky, (b) graf Ct křivky

Po rychlém přepnutí v čase $t = 0$, se MOS struktura dostane do hlubokého ochuzení (na obr.2.18 přechod z bodu A do bodu B). Následuje generace minoritních nosičů v oblasti prostorového náboje a vytváření inverzní vrstvy. Tloušťka ochuzení se postupně zmenšuje k hodnotě W_{Dmax} a inverzní vrstva se po dosažení rovnovážné hodnoty už dále nemění (bod C v obr.2.18). Tento jev se využívá pro analýzu generační rychlosti v oblasti prostorového náboje měřením Ct křivek

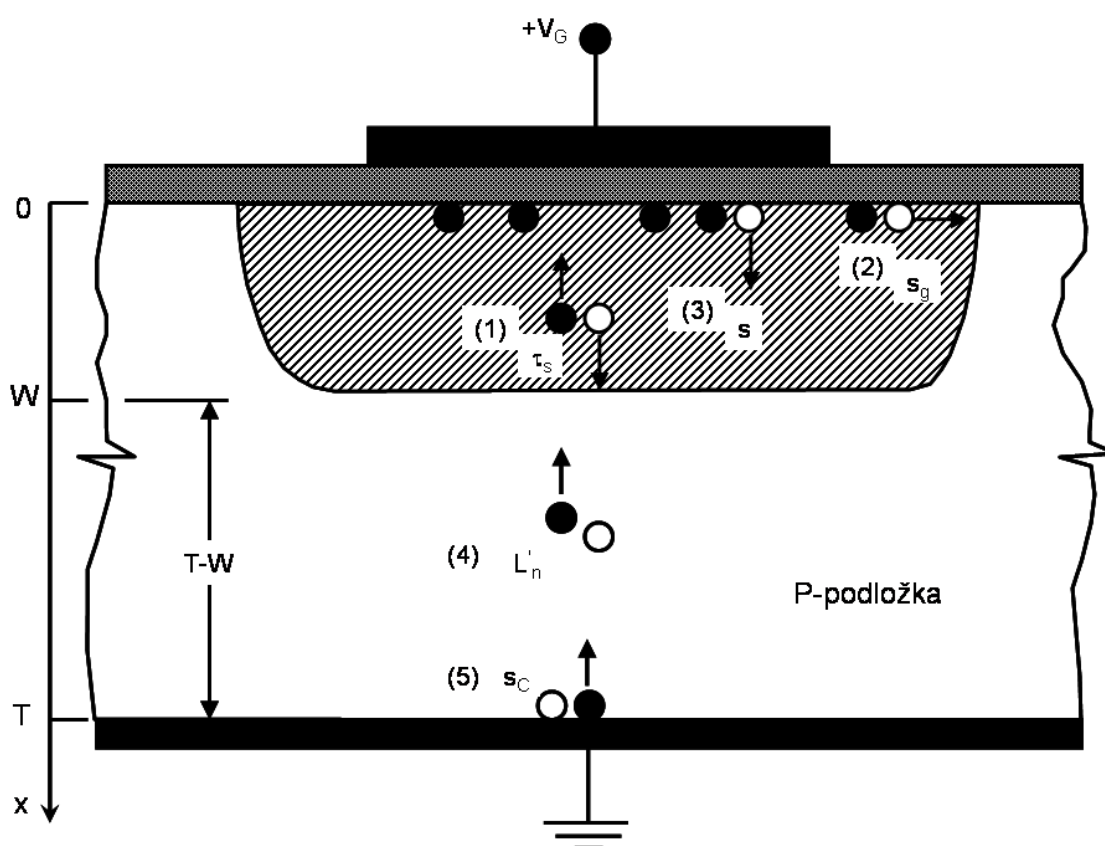
Vytváření inverzní vrstvy po přepnutí MOS struktury z akumulace do hlubokého ochuzení je založeno na generačních procesech, ve kterých hrají důležitou roli generační centra a jejich rozmístění. V obr. 2.19 je řez MOS strukturou s vyznačením pěti proudových komponent napájejících vznikající inverzní vrstvu [8],[5]. Celková změna náboje (elektronů) v inverzní vrstvě v závislosti na čase je :

$$\frac{dQ_N}{dt} = -\frac{qn_i W}{\tau_g} - \frac{qn_i s_q A_s}{A_G} - qn_i s - \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n} - qn_i s_c \quad (2.24)$$

kde

- 1) komponenta $\frac{qn_i W}{\tau_g}$ je generace v objemu oblasti prostorového náboje určovaná hlavně generační dobou života minoritních nosičů τ_g
- 2) komponenta $\frac{qn_i s_q A_s}{A_G}$ je povrchová generace v centrech u rozhraní oxid – Si mimo gate ale v její blízkosti. A_G je plocha gate elektrody, A_s je plocha přesahu oblasti ochuzení přes gate na povrchu a s_g je generační rychlost v ochuzené oblasti na povrchu mimo gate.

- 3) komponenta $qn_i s$ je povrchová generace na rozhraní oxid – Si přímo pod gate elektrodou, kde s je povrchová generační rychlost
- 4) komponenta $\frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n'}$ je generace v pastech lokalizovaných uvnitř difúzní délky L_n' v quasi neutrálním objemu kolem ochuzené oblasti, N_A je koncentrace akceptorů v podložce a D_n je difúzní délka elektronů.
- 5) Komponenta $qn_i s_c$ je generace elektronů a děr u spodního okraje Si podložky

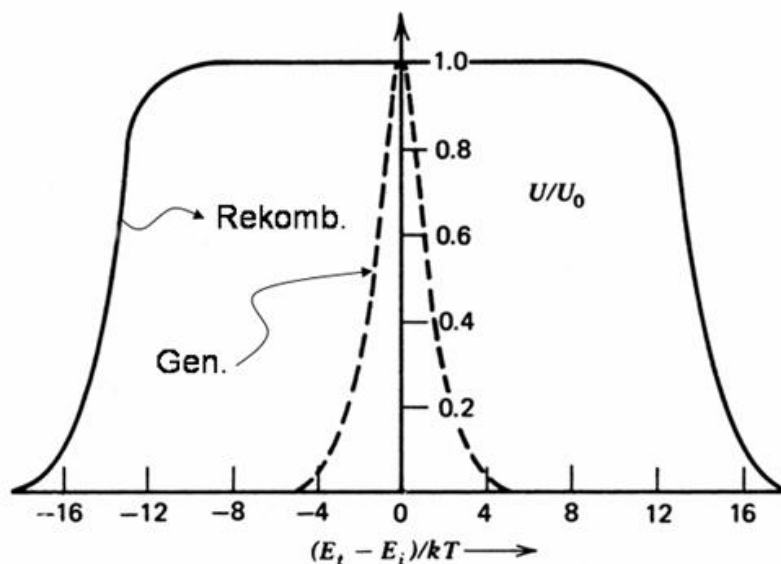


Obr. 2.19 Pět proudových komponent vytvářejících inverzní vrstvu v MOS struktuře v nerovnovážných podmínkách [8], [5].

2.8 SHR rekombinace – generace [5], [6].

V MOS kondenzátoru podle obr 2.19 je vytvořen indukovaný pn-přechod, který odděluje inverzní vrstvu pohyblivých nosičů od neutrální podložky s pohyblivými nosiči opačné polaroty než v inverzní vrstvě, oblasti prostorového náboje, ve které pohyblivé nosiče chybí. Inverzní vrstva tedy není napájena nosiči z externího zdroje. Na nerovnovážné změny náboje vynucované změnami hradlového napětí reaguje inverzní vrstva jen generací a rekombinací. V případě křemíkových podložek jde o generační a rekombinační procesy SHR (Shockley-Hall-Read) popsané v předcházející kapitole. Augerův mechanismus generace a rekombinace

se v oblasti nedegenerovaných substrátů neuplatňuje. Experimentálně bylo zjištěno, že generace a rekombinace se významně liší. Zatímco při rekombinaci asistují záchytná centra E_t z téměř celé šířky zakázaného pásu, generaci umožňují jen generační centra rozložená těsně kolem středu zakázaného pásu ($E_i \pm 0.15 \text{ eV}$). Tato situace je znázorněná v obr.2.20.



Obr. 2.20 Normalizovaná rychlost U/U_0 procesu SHR **Generace** a **Rekombinace** v závislosti na energetické poloze center E_t v zakázaném pásu [5], [6].

2.9 Generační a rekombinační doba života minoritních nosičů

V závěrně předepjaté oblasti prostorového náboje je koncentrace elektronů a děr přibližně $n \approx p \approx 0$. **Rychlost generace R** je daná

$$R = -n_i / \tau_g \quad (2.25)$$

Generační doba nosičů τ_g

je daná rovnicemi:

$$\tau_g = \tau_p e^{(E_t - E_i)/kT} + \tau_n e^{(E_i - E_t)/kT} \quad (2.26)$$

a

$$\tau_n = \tau_p = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma} \quad (2.27)$$

V případě, kdy se systém dostává do rovnováhy procesem rekombinace nadbytečných nosičů, je rekombinační rychlost R daná výrazem:

$$R = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (2.28)$$

kde

$$\tau_p = \tau_n = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma} \quad (2.29)$$

a

$$n_1 = n_i \exp\left[\frac{(E_i - E_t)}{kT}\right] \quad (2.30)$$

$$p_1 = n_i \exp\left[\frac{(E_t - E_i)}{kT}\right] \quad (2.31)$$

Rekombinační doba života τ_r

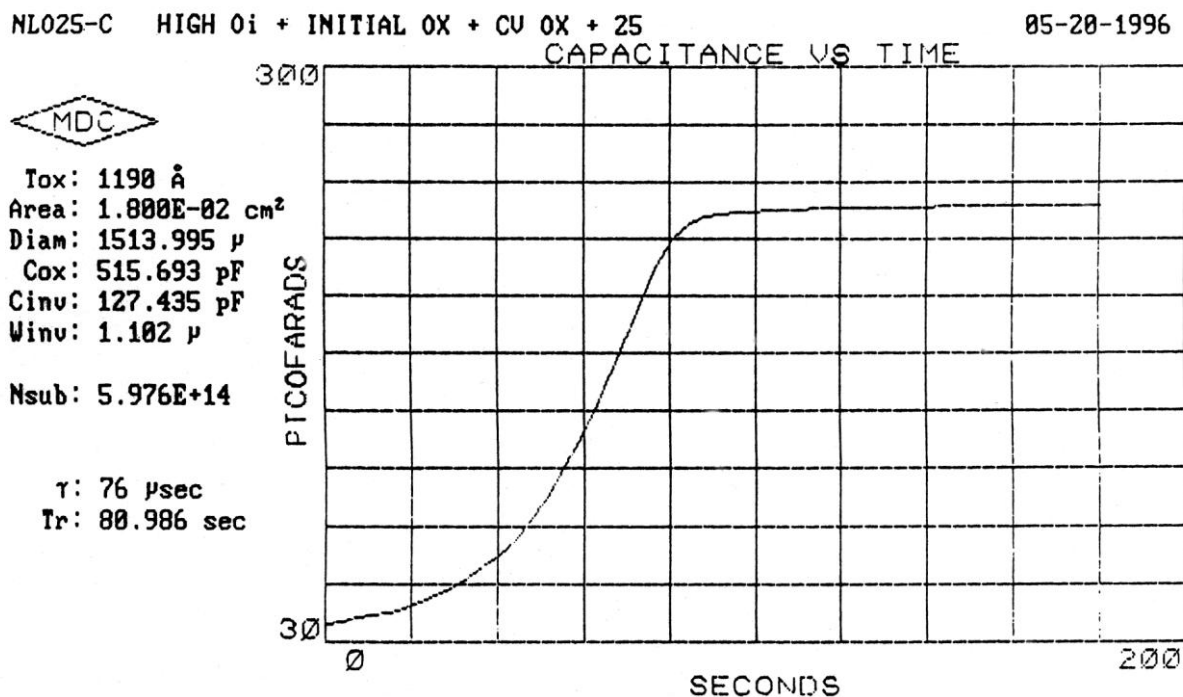
V podložce p-typy, $p = p_o + \Delta p$, $n = n_o + \Delta n$

- Nízká úroveň injekce: $p_o \gg n_o$, Δn , n_1 , p_1

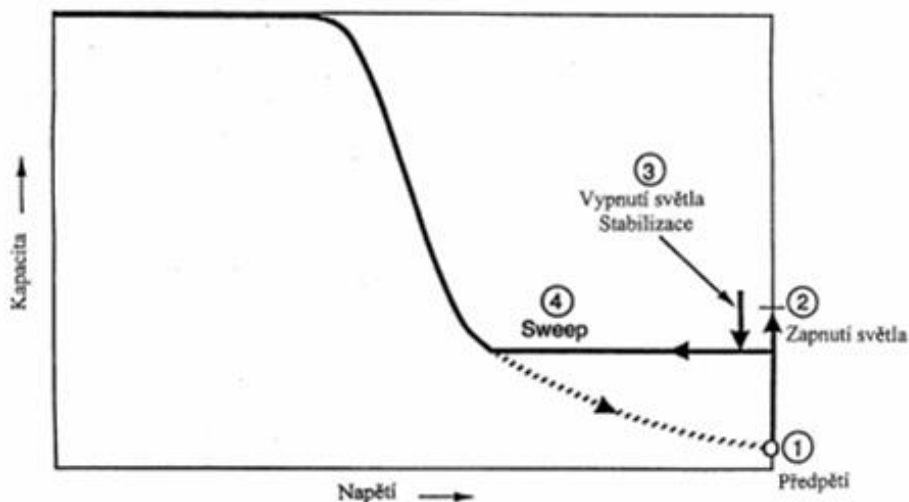
$$\tau_r = \Delta n / R = \tau_n (1 + n_1 / n_o) \approx \tau_n \quad (2.32)$$

- Vysoká úroveň injekce: $\Delta n \gg n_o, p_o$, n_1 , p_1

$$\tau_r = \Delta n / R = \tau_n + \tau_p \quad (2.33)$$



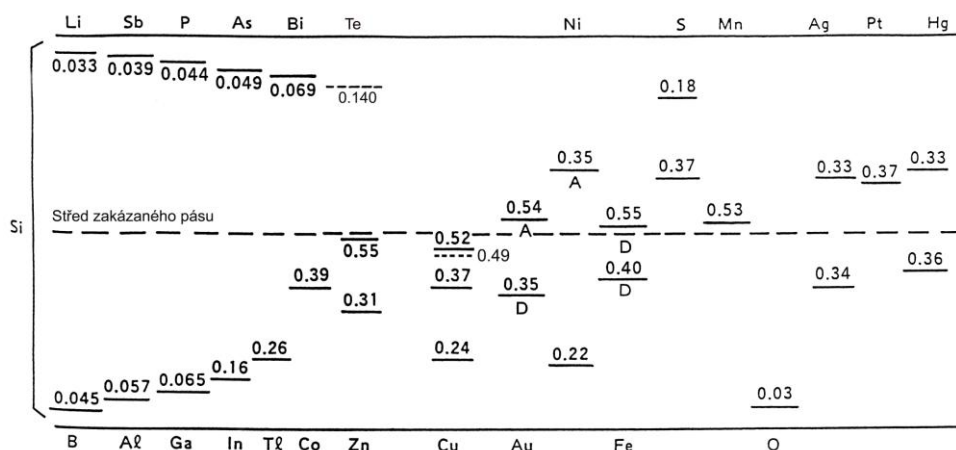
Obr.2.21 Příklad výstupního protokolu C-t křivky z testeru MDC, [10].



Obr.2.22 Postup při měření CV křivek, který je použit v MDC testeru [10].

Měření CV křivek na MDC testeru znázorněné na obr.2.22 začíná připojením napětí na gate MOS kondenzátoru, tak aby struktura byla v akumulaci. Pak je napětí na gate elektrodě přepnuto do opačné polarity, aby se na povrchu křemíku vytvořila inverzní vrstva ① a současně se zapne osvětlení aby se proces generace urychlil a ustálil se v nových rovnovážných podmínkách ② odpovídajících tomuto osvětlení. Následuje vypnutí světla ③, při kterém se inverzní vrstva i oblast prostorového náboje vrací do rovnovážných podmínek daleko rychlejším procesem rekombinace. Nyní je struktura MOS kondenzátoru připravena k měření CV křivky postupnou změnou napětí na gate elektrodě ④ z inverzních podmínek přes ochuzení do akumulace. Tento postup přináší reprodukovatelné výsledky měření a šetří čas.

2.10 Generačně-rekombinační centra v zakázaném pásu křemíku [9]



Obr.2.23 Energetické úrovně příměsí v zakázaném pásu křemíku [9]. Úrovně pod středem zakázaného pásu jsou měřeny od horní hrany valenčního pásu a jsou to akceptorové úrovně, leda, že jsou označeny jako D, pak to jsou donory. Úrovně nad středem zakázaného pásu jsou měřeny od spodní hrany vodivostního pásu a jsou to donorové úrovně, s výjimkou úrovní označených jako A, pak to jsou akceptory.

V Tab.2.1 jsou uvedeny pro ilustraci záchytné průřezy některých atomů a molekul v zakázaném pásu křemíku. Hliník, fosfor a arsen patří ke standardním substitučním příměšovým dopantům.

Tabulka 2.1 Záchytné průřezy vybraných prvků

Prvek záchytné hladiny (pasti)	Záchytný průřez S_n [cm ²]
Hladina vztažená k vodě	1.5×10^{-17}
Sodík	1.0×10^{-12}
deponovaný W	1×10^{-14} až 5×10^{-14}
implantovaný W	1×10^{-15}
Hliník	1×10^{-15} až 1×10^{-18}
Arsen	1×10^{-15}
Fosfor	3×10^{-17}
Berilium	1×10^{-10}

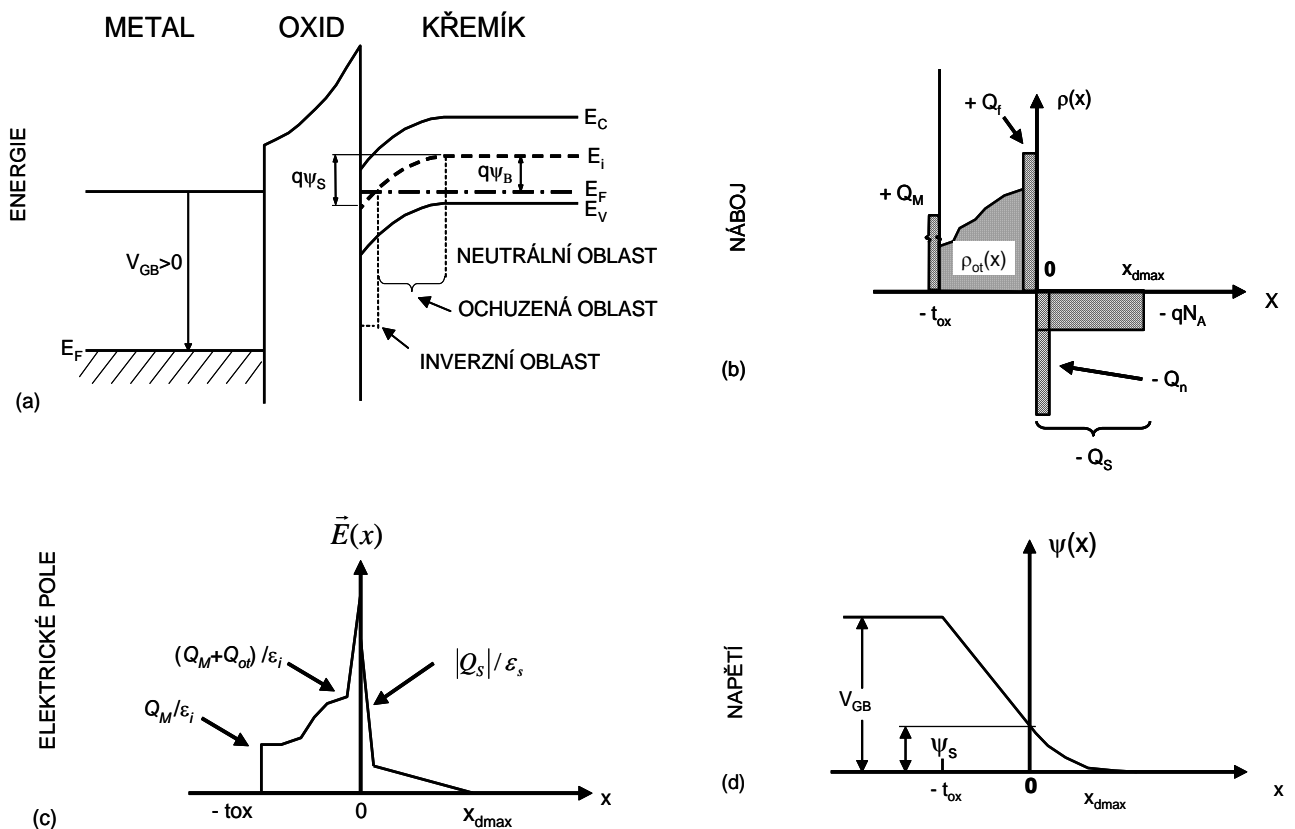
2.11 Elektrofyzikální model skutečné MIS diody

V první kapitole byla analyzována ideální MIS dioda, u které jsme pro zjednodušení předpokládali, že v oxidu ani na jeho rozhraní nejsou žádné náboje. Dalším předpokladem byl nulový rozdíl výstupních prací. Třetím předpokladem bylo ideální dielektrikum MIS struktury, tedy nulový svodový proud při přiložení napětí mezi gate a podložku. Charakteristické parametry této ideální MIS struktury jsou uvedeny v obr. 1.4.

Reálná MIS struktura zahrnuje však náboje v oxidu, na rozhraní oxid–křemík a vliv rozdílu výstupních prací mezi podložkou (substrát Si) a materiálem gate elektrody (metal nebo silně legovaný Poly-Si). Pro výpočet Poissonovy rovnice je nezbytné znát rozložení náboje v oxidu a na rozhraní. Charakteristické parametry reálné MIS struktury jsou zřejmé z obr.2.24.

Obecně tyto dva faktory (náboje v oxidu a rozdíl výstupních prací gate-podložka) posouvají CV křivku podél napěťové osy. Tento posun je akceptovatelný pokud je náboj v oxidu a v blízkosti rozhraní stabilní a nezávisí na změnách připojeného napětí a teploty v čase. Přípustný je tedy paralelní posuv ideální CV křivky ale ne její deformace. Podrobnější charakterizace nábojů v MIS struktuře je uvedena níže.

MIS struktura nemusí být vždy strukturou MOS, tj. strukturou s dielektrikem tvořeným oxidem křemíku. Známé jsou struktury s dvojvrstvou SiO₂-Si₃N₄ a další. Tento elektrofyzikální model může být použit také pro analýzy reálných MIS struktur s tzv. „low K“ nebo „high K“ dielektriky, což jsou dielektrika s nízkou nebo vysokou permitivitou (K se používá právě pro označení relativní permitivity dielektrika). V tomto případě je také možné použít přepočtení tloušťky jiných dielektrik na tloušťku SiO₂ a zjednodušit tak výpočet. Analýza takovýchto struktur představuje minimální úpravu vstupních podmínek modelu a model je pak přímo použitelný.

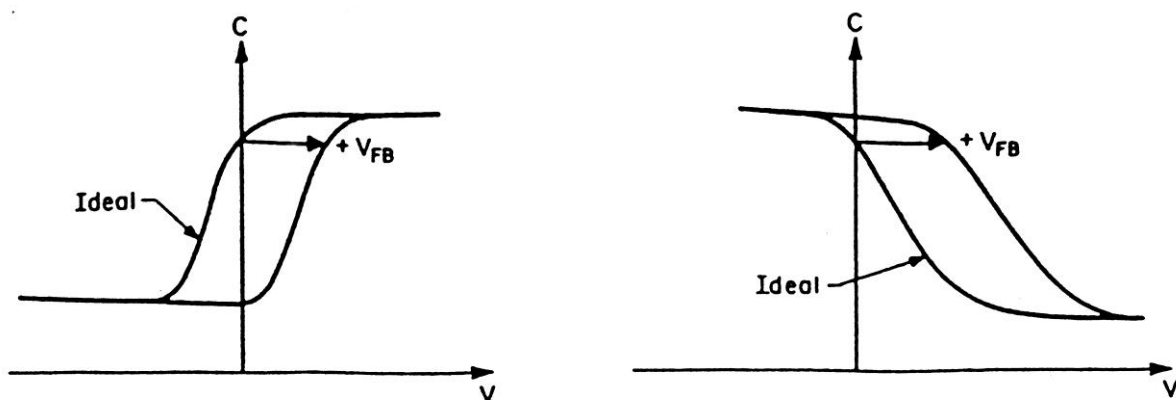


Obr.2.24 MIS struktura s nábojem v objemu oxidu Q_{ot} a fixním nábojem blízko rozhraní Q_f , [1].
 (a) Pásový diagram, (b) Nábojové rozdělení, (c) Elektrické pole, (d) Potenciál.

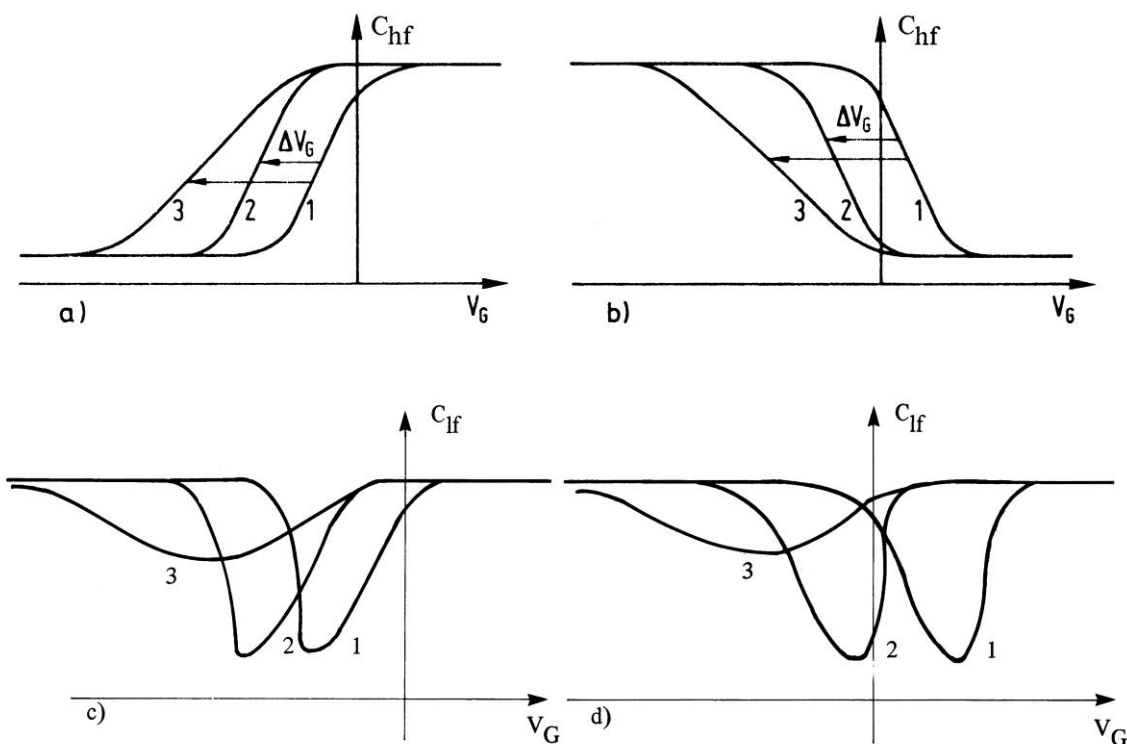
Na obr.2.25 je srovnání vysokofrekvenčních CV křivek ideální a reálné MIS struktury, které nevykazuje jejich deformaci v důsledku napětově závislých a tedy nestabilních nábojů. Kapacita ideální CV křivky odpovídající napětí $V_G = 0V$ se nazývá C_{fb} „flat-band“ kapacita neboli kapacita rovných pásů. Posun mezi ideální a skutečnou CV křivkou odpovídá flat-band napětí V_{FB} a určuje se obvykle na úrovni flat-band kapacity. V_{FB} je dáno rozdílem výstupních prací a součtem nábojů v oxidu.

Na obr. 2.26 jsou znázorněny CV křivky v_f i n_f pro p- i n-typ podložky a jejich posun v důsledku náboje v oxidu i jejich deformace pokud jsou nestabilní náboje v stavech přímo na rozhraní oxid-křemík. Pro analýzu je vhodné používat v_f křivky, které jsou lépe definované a umožňují i následné měření C_t křivek.

Kvalitní technologické procesy mají nestabilní náboj na rozhraní O_{it} minimalizován, v reálných strukturách MIS je možné ho zanedbat.

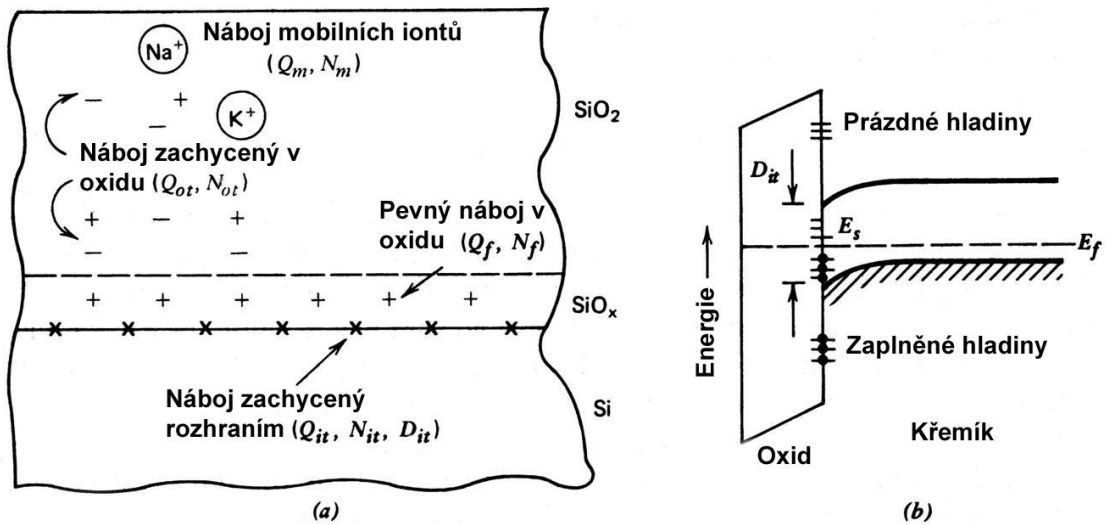


Obr.2.25 Porovnání vysokofrekvenčních CV křivek ideální a skutečné MIS struktury. (pro n-typ podložky-vlevo a pro p-typ podložky-vpravo)



Obr.2.26 Zobrazení vlivu náboje v oxidu a náboje zachycených ve stavech na rozhraní na vf CV křivky obr. (a) a (b) a na nf CV křivky obr. (c) a (d).
 pro n-typ podložky-vlevo (a) a (c), pro p-typ podložky-vpravo (b) a (d).
 Křivky 1 odpovídají CV křivkám ideální struktury.
 Křivky 2 zobrazují posun v důsledku stabilních oxidových nábojů.
 Křivky 3 zobrazují deformaci CV křivek způsobenou stavy na rozhraní

2.12 Klasifikace nábojů skutečné MIS diody



Obr. 2.27 (a) Čtyři kategorie oxidových nábojů v reálných strukturách MIS.
 (b) Energetické úrovně v pásovém diagramu u rozhraní oxid-křemík

Pozn.: Q [$\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$] je symbol pro hustotu náboje, N [cm^{-2}] je symbol pro hustotu stavů, D [$\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$] je symbol pro hustotu stavů vztažen na jednotku energie

V oxidu a na rozhraní oxid-křemík, jak je vidět z obr. 2.27, rozlišujeme celkem čtyři kategorie nábojů. (Ve starších publikacích jsou uvedena i jiná označení).

2.12.1 Pevný náboj v oxidu Q_f

Některé vlastnosti pevného náboje v oxidu [11], [12]:

- Je kladný.
- Je lokalizován uvnitř 2,5nm od rozhraní Si-SiO₂.
- Může vznikat jako důsledek strukturálního zhmoždění spojeného s oxidací, tj. ionizovaným křemíkem v přechodové vrstvě mezi Si a termickým SiO₂ nebo různých atomů příměsí.
- Elektricky nekomunikuje s Si, tj. jeho hodnota je nezávislá na povrchovém potenciálu.
- Je nepohyblivý.
- Hodnota závisí na orientaci povrchu Si desky $Q_f(111) > (110) > (100)$.
- Hodnota závisí na teplotě a použitém oxidantu při oxidaci – viz obr 2.32
- Je nezávislý na koncentraci příměsí v Si a na typu jejich vodivosti.
- Je nezávislý na tloušťce oxidu a době oxidace.
- Je nejnižší po žíhání po dobu kratší než 1 hodinu v inertní atmosféře, ale vzrůstá při delším žíhání při 1100°C až 1200°C.
- Jeho hodnota může vzrůst („slow trapping“) připojením vysokého negativního elektrického pole při zvýšené teplotě (100°C až 400°C).

2.12.2 Náboj mobilních iontů Q_m

Některé vlastnosti pohyblivého náboje v oxidu Q_m .

- Může být tvořen Na^+ , K^+ , Li^+ nebo H^+ . Na^+ je nejpravděpodobnější.
- Pohyblivost nebo driftová rychlost klesá s klesajícím ionickým poloměrem.
- Driftová rychlost je teplotně aktivována.
- $E_{\text{ACT}} \sim 1.3$ až 1.4eV pro Na^+ a ~ 0.9 až 1.0eV pro Li^+ .
- Předpokládaná doba saturace driftu iontů Na^+ je v grafu 2.29.
- Zachycení Na^+ iontů na rozhraní je určováno mechanismem řízené rychlosti, zatímco u iontů K^+ je tomu naopak. Vypočítané tranzitní doby jsou mnohem kratší než driftové doby.
- Na^+ ionty se pohybují od rozhraní Si-SiO₂ mnohem snadněji a při nižší teplotě než od opačného rozhraní s kovem (Al,Au).
- Vliv na Si potenciál (tedy V_{FB}) závisí na lokalizaci iontů v oxidu.
- Pouze zlomek celkového počtu Na^+ iontů je pohyblivý.
- Negativní ionty a těžké kovy mohou přispívat náboji Q_M dokonce i v případě, že jsou nepohyblivé \sim pod 500°C .
- Driftové rychlosti alkalických iontů jsou závislé na elektrickém poli

Je-li mobilní náboj Q_m lokalizován na rozhraní Si-SiO₂, pak jeho hustota N_m posune C-V_G křivky paralelně podél napěťové osy podle formule:

$$\Delta V_{\text{FB}} = \frac{N_m \cdot t_{\text{ox}} [\mu\text{m}]}{2.15 \times 10^{10}} \quad [\text{V}]$$

2.12.3 Náboj zachycený rozhraním Q_{it}

Některé vlastnosti náboje zachyceného rozhraním Q_{it}

- Může být pozitivní (jako donor) nebo negativní (jako akceptor).
- Je spojen jak s diskretními energetickými hladinami, tak s kontinuem energetických úrovní v zakázaném pásu Si.
- Může vznikat:
 - ve strukturálních oxidacích indukovaných defektech jako trivalentní křemíková centra.
 - na příměsích kovů.
 - na jiných defektech způsobených radiací nebo jiných procesech vedoucích k přetržení vazeb.
- Vykazují stejnou orientační závislost jako pevné náboje Q_f .
- Vykazují záchytné časové konstanty měnící se exponenciálně v závislosti na povrchovém potenciálu. Tyto časové konstanty určují frekvenční odezvu Q_{it} .
- Mohou vykazovat rozšíření záchytných časových konstant pro laterálně nehomogenní rozdělení náboje (laterálně se měnící ohyb pásu).
- Jeho hodnota může vzrůst přiložením negativního pole na metal při zvýšené teplotě.
- Jeho hodnota může být významně snížena vyžháním při teplotách 400°C až 500°C v prostředí obsahujícím vodík nebo dusík, je-li jako kov použitý Al.
- Hustota vzrůstá drasticky se zachycením malého množství horkých elektronů.

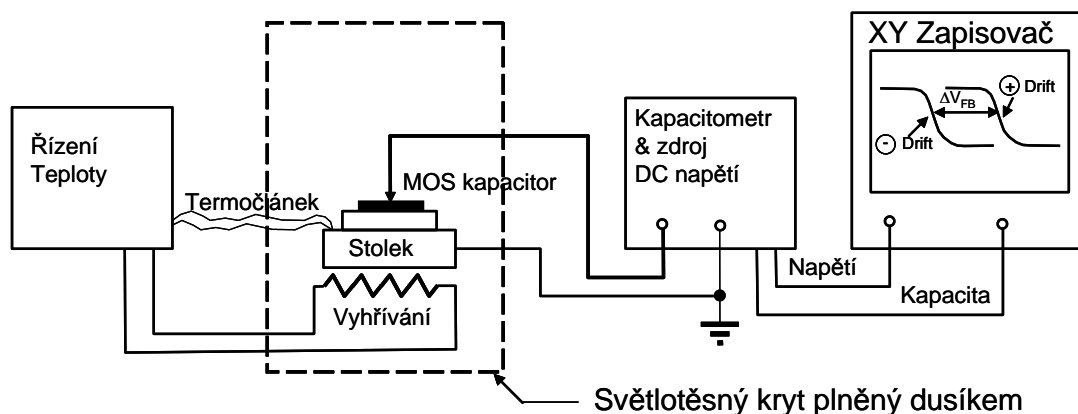
2.12.4 Oxidem zachycený náboj Q_{ot}

Některé vlastnosti náboje zachyceného oxidem Q_{ot}

- Je to pozitivní (zachycené díry) nebo negativní (zachycené elektrony) náboj lokalizovaný v oxidu, často blízko rozhraní Si-SiO₂. Děrové pasti mohou být trivalentní křemíkové donory nebo nadbytečná kyslíková centra.
- Mohou být způsobeny ionizačním zářením, takovým jako je iontová implantace, rtg. paprsky, elektronovým svazkem, neutrony anebo gama paprsky.
- Hodnota je funkcí radiační dávky, energie a pole napříč oxidem během ozáření. Při zvyšování dávky dochází k nasycení indukovaného náboje.
- Radiace pravděpodobně generuje páry elektron-díra v oxidu a následně zachycování děr v místech, kde jsou přerušeny vazby Si-O.
- K zachycení a uvolnění může docházet během měření C-V_G, což vede k hysterze při pokojové teplotě. Hodnota hysterze (ΔV_G) je úměrná maximálnímu přiloženému poli.
- Zachycený kladný náboj může být téměř eliminován nízkoteplotním ($T > 300^\circ\text{C}$) vyžháním v inertní atmosféře.
- Vyžhání brání husté dielektrické vrstvy, takové jako je např. Si₃N₄ nad SiO₂.
- Nízkoteplotní žhání ($< 600^\circ\text{C}$) neodstraní záchytné pasti z oxidu, ale způsobí neutralizaci nebo kompenzaci zachycených nábojů. Tyto záchytné pasti mohou být znovu naplněny děrami nebo elektrony. K odstranění pastí je zapotřebí vyšší teplota.
- Radiace může indukovat elektronové pasti (záchytný průřez $\sim 10^{-15}\text{cm}^2$), které jsou neutrální dokud nejsou zaplněny elektrony injekovanými do oxidu (zachycení horkých elektronů).
- RF plazma může za různých podmínek anebo generovat anebo odžítat elektronové pasti.
- Záchytné průřezy elektronových pastí indukovaných rtg. paprsky jsou 10^{-14} až 10^{-15}cm^2 při nízkých polích. Pozitivně nabitě nízkoteplotní pasti mají záchytný průřez mnohem větší $\sim 3 \times 10^{-13}\text{cm}^2$.

2.13 Napět'ově – teplotní testy (Bias-Temperature test)

Pro fyzikální analýzu gate oxidů a jejich rozhraní se s výhodou používají tzv. BT testy. Jde o měření CV křivek před napět'ovým stresem, po kladném a po záporném napět'ovém stresu.



Obr.2.28 Aparatura pro měření teplotně-napět'ového driftu (BT – testy). [13].

Aparatura, vhodná pro BT testy na Si deskách je na obr. 2.28. První CV měření představuje tzv. panenskou křivku. Tato křivka se porovná s vypočítanou ideální CV křivkou, tak jak bylo uvedeno v kap.2.1 až 2.5. Pokud je panenská CV křivka jen posunuta podél napěťové osy, tj. bez deformace, pak posun na úrovni flat-band kapacity C_{fb} odpovídá flat band napětí V_{FB} , to je rozdílu výstupních prací a podílu celkového náboje v oxidu a na rozhraní Si-SiO₂ ke kapacitě gate oxidu.

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_o}{C_i} = \phi_{ms} - \frac{Q_f + Q_m + Q_{ot}}{C_i} \quad (2.34)$$

$V_{FB} > 0$ posouvá CV křivky podél napěťové osy doprava. Nestabilní náboj na rozhraní O_{it} způsobující deformaci CV křivky je v reálných strukturách MIS redukován tak, že je možné ho zanedbat a proto není uveden ani ve formuli (2.34).

Druhým krokem BT testu je přiložení kladného napětí na gate elektrodu při zvýšené teplotě Si desky. Po určité době se Si deska pod napětím ochladí na pokojovou teplotu a provede se druhé měření CV křivky. Stres kladným napětím na gate elektrodě při zvýšené teplotě vyvolá pohyb kladných mobilních iontů (většinou Na⁺ alkalické ionty) k rozhraní Si-SiO₂, bez ohledu na to, kde byly původně lokalizovány.

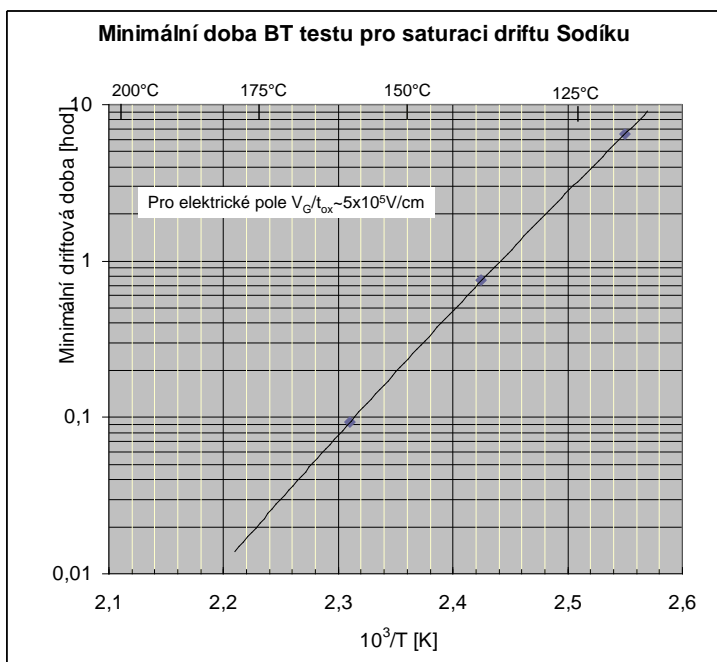
Třetím krokem BT testu je zopakování procedury druhého kroku avšak s negativním napětím přiloženým na gate elektrodu. Po nezbytné době negativního napěťového stresu (pro dosažení saturace driftu) a ochlazení testovacího kapacitoru na pokojovou teplotu se provede závěrečné třetí CV měření. Napěťový posun CV křivek po kladném a po záporném BT testu odpovídá hustotě mobilního náboje v oxidu podělené geometrickou kapacitou oxidu.

$$\Delta V_{FB} = - \frac{Q_m}{C_i} \quad (2.35)$$

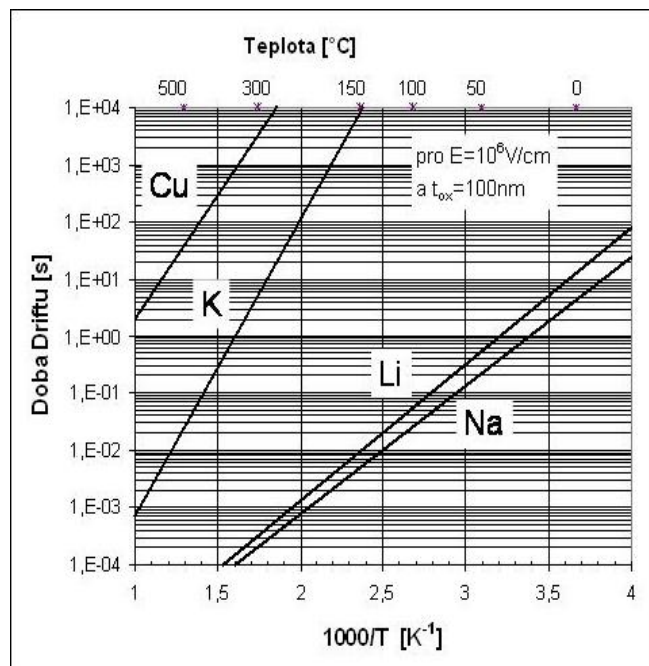
Při určování celkového náboje mobilních iontů v oxidu, musíme respektovat dobu potřebnou k jejich přemístění k hornímu rozhraní metal-SiO₂ a následně k dolnímu rozhraní SiO₂-Si po kladném resp.záporném BT testu. Přesun alkalických iontů během BT testu závisí na teplotě a po každé změně napětí V_G dochází po nějaké době k jeho nasycení. Tato situace je ukázána v obr.2.29, kde je vynesena teplotní závislost minimální driftové doby [13], [8]. Mobilní kovové ionty lokalizované na rozhraní Si-SiO₂ musí překonat určitou potenciální bariéru, aby se mohly pohybovat driftem v elektrickém poli skrz oxidovou tloušťku při záporném BT testu. U rozhraní SiO₂-Metal pak „zapadnou“ do potenciálové jámy. Totéž se děje při kladném BT testu. Tuto situaci znázorňuje model v obr.2.30. To je důvod, proč se BT testy realizují při relativně vysokém elektrickém poli. Typické podmínky BT testu jsou: teplota ~ 200°C až 300°C při elektrickém poli $E \sim 10^6$ V/cm.

Jak je vidět z rovnice 2.34 posun CV reálně naměřené křivky proti vypočítané CV křivce ideální MOS struktury lze technologicky částečně nastavit. Výběrem materiálu kovové Gate elektrody je možné posouvat CV křivku jak je vidět z rovnic 1.36 a 1.37 pro kovové hradlo a z rovnice 1.38 pro hradlo z legovaného PolySi. V obr. 2.31 je ukázka posunu CV křivek pro různé kovy použité jako gate elektrody.

Polohu CV křivky na napěťové ose V_G můžeme ovlivnit také nastavením fixního a tedy stabilního náboje v oxidu Q_f během vysokoteplotní oxidace a žíhání gate oxidu. K tomu slouží tzv. Dealův trojúhelník – viz obr.2.32. Pro dosažení minimální hustoty fixních stavů N_f je třeba oxidaci končit žíháním včetně snížení teploty (chlazení) v suché dusíkové nebo argonové atmosféře.



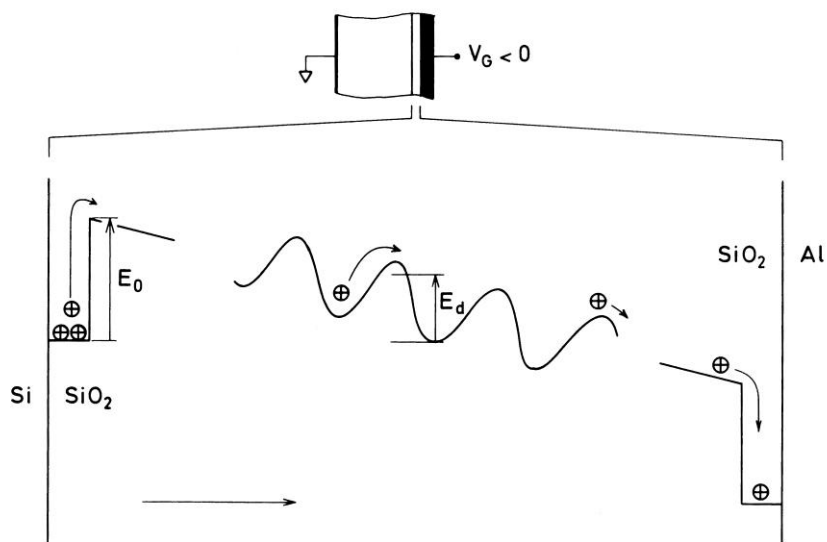
a)



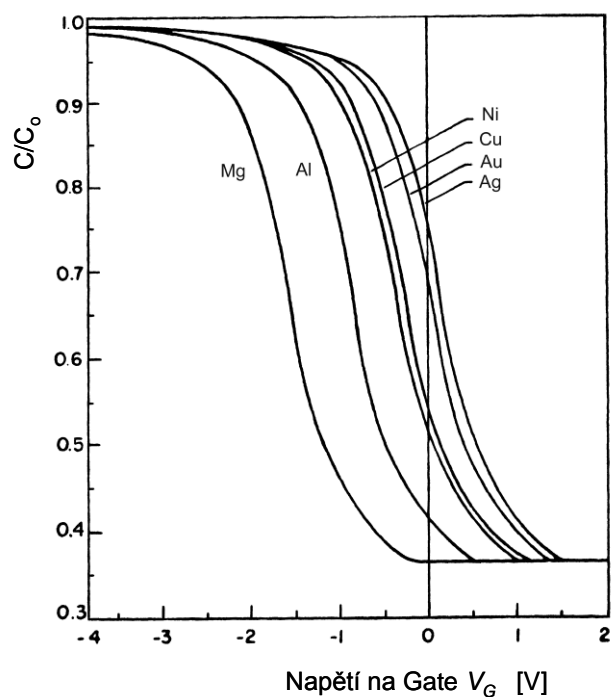
b)

Obr.2.29 a) Minimální doba BT testu pro saturaci driftu sodíku.[13]

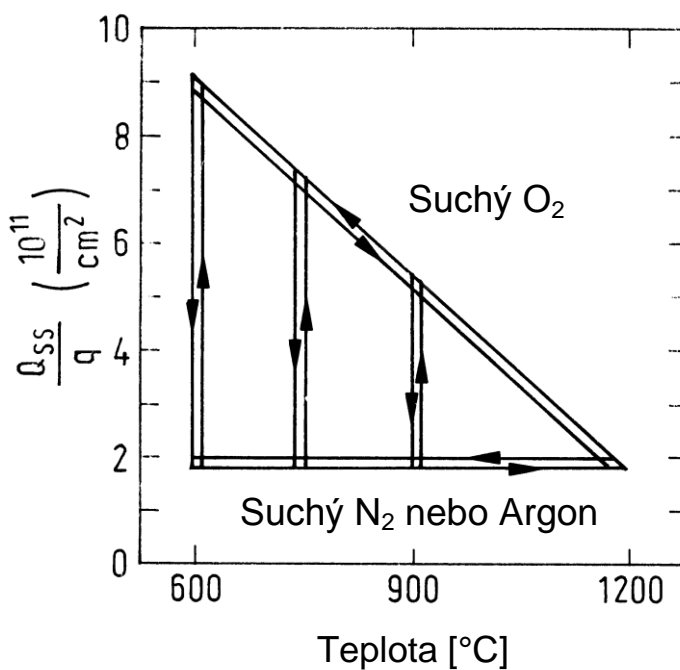
b) Doba driftu pro Cu, K, Li, Na při $E=10^6$ V/cm a $t_{ox}=100$ nm [8].



Obr.2.30 Model ionového transportu v SiO_2 typický pro Na^+ ionty



Obr.2.31 Normalizovaná kapacita jako funkce napětí na gate pro různé materiály gate elektrody [14].



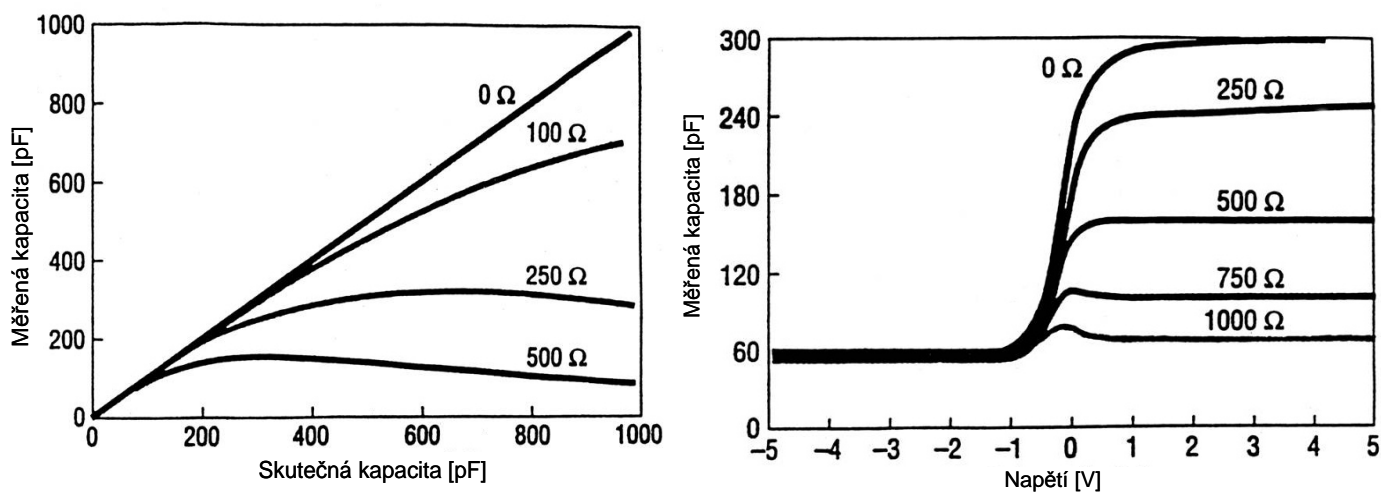
Obr. 2.32 Zobrazení vlivu vratných jevů teplotního zpracování na hustotu náboje v povrchových stavech Q_{ss}/q . (nyní platí označení $Q_f/q = N_f$). Graf je také znám jako „Dealův trojúhelník“.[11], [12].

Při měření kapacit pro CV křivky, BT testy i C_t závislosti je třeba brát v úvahu faktory, které mohou ovlivnit výsledky měření. Měření je nutné provádět při přesně kontrolované teplotě Si desky a při dokonalém zatemnění. Důležitý je sériový odpor k měřené kapacitě. U měření přímo na Si deskách je to odpor kontaktu mezi Si deskou a kovovým stolcem a pasivní odpor Si desky. Vztah mezi naměřenou a skutečnou hodnotou MOS kapacity je dán rovnicí

$$C_m = \frac{C_{ox}}{1 + \omega^2 R_s^2 C_{ox}^2} \quad (2.36)$$

kde C_m je naměřená kapacita, C_{ox} je skutečná geometrická kapacita oxidu pod gate elektrodou, $\omega = 2\pi f$ kde f je frekvence měřícího signálu a R_s je celkový sériový odpor MOS struktury [10]. Jak je patrné z rovnice 2.36 přesnou hodnotu měřené kapacity lze získat, je-li druhý člen ve jmenovateli zanedbatelný ve srovnání s jedničkou. Při měření kapacity MOS struktury se obvykle preferuje vf křivka. To si vyžaduje frekvence měřícího signálu vyšší než 1 MHz. Z důvodů přesnosti měření je třeba optimálně využít citlivosti kapacitometru, který určuje minimální hodnoty měřených kapacit. Ty se pohybují v rozmezí 200pF až 800pF. Z toho vyplývají relativně přísné požadavky na sériový odpor R_s , který by měl být menší než 100Ω pro kapacity < 400pF a nižší pro vyšší hodnoty kapacit.

Výsledky měření na MOS struktuře s různou hodnotou sériového odporu R_s jsou uvedeny v obr. 2.33 [10].



a)

b)

Obr. 2.33 Vliv sériového odporu na měřenou hodnotu kapacita a CV křivky.

a) Graf měřené kapacity versus skutečné kapacity se sériovým odporem jako parametrem.

Měřící frekvence je 1 MHz.

b) CV křivky měřené na MOS struktuře s měřící se hodnotou sériového odporu jako parametrem.

2.14 Literatura ke kap. 2

- [1] S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices, John Wiley, 1985
- [2] A.S.Grove: Physics and Technology of Semiconductor Devices, John Wiley.N.Y.1967
- [3] A.S.Grove, E.H.Snow, B.E.Deal, C.T.Sah: Investigation of Thermally Oxidized Silicon Surfaces using Metal-Oxide-Semiconductor Structures, Solid State Electronics, 8, 145 (1965).
- [4] A.Goetzberger: Ideal MOS curves for Silicon, Bell Syst. Tech. J.,45,1097 (1966)
- [5] ---, SSM, Solid State Measurements Inc, Pitsburg , - firemní literatura k CV kapacitoměru.
- [6] D.K. Schroder, "The Concept of Generation and Recombination Lifetimes in Semiconductors", IEEE ED-29,1336-1338, Aug. 1982
- [7] Sze, S.M., Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, 1981
- [8] D.K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization, Wiley-Interscience, 1990
- [9] R.S.Muller, T.I.Kamins: Device Electronics for Integrated Circuits, John Wiley.N.Y.1986
- [10] ---, CV Plotting Seminar, Firemní literatura MDC (Materials Development Corporation),
- [11] B.E. Deal at all: "Characteristics of the Surface-State Charge (Q_{ss}) of Thermally Oxidized Silicon," J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, Vol.114, No. 3 (March 1967),pp.266-274.
- [12] B.E. Deal: The Current Understanding of Charges in the Thermally Oxidized Silicon Structure," J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, Vol.121, No. 6 (June 1974),pp.198C-205C.
- [13] W.E.Beadle,J.C.C. Tsai: Quick Reference Manual for Silicon Integrated Circuit Technology, John Wiley&Sons, NY,1985, ISBN 0-471-81588-8
- [14] B.E.Deal, E.H.Snow, and C.A.Mead, J. Phys.Chem. Solids, **27**, 1873, (1966)

V obr.3.1 jsou shrnuty základní analytické struktury pro studium povrchových vlastností. Inverzní vrstva a podmínky jejího vzniku v kapacitoru byly podrobně vysvětleny v předcházející kapitole.

3.1.1 Kanálová vodivost [1]

Strukturu kapacitoru podle obr.3.1a je možné upravit tak, že layout gate elektrody vytváří můstkovou strukturu vhodnou pro čtyřbodovou metodu měření indukované vodivosti doplněnou difúzními kontakty. Vodivost gate elektrodou indukované inverzní vrstvy je daná rovnicí

$$g = \frac{Z}{L} \int_0^{x_i} \sigma(x) dx \quad (3.1)$$

kde Z je šířka vodivého kanálu (ve směru kolmém k obr.3.1a), L je vzdálenost mezi dvěma proudovými n^+ kontakty a $\sigma(x)$ je vodivost inverzní vrstvy dané rovnicí

$$\sigma(x) = q\mu_n n(x) \quad (3.2)$$

Bod $x = x_i$ označuje vzdálenost pod povrchem, kde je polovodič intrinsický. Kanálovou vodivost pak můžeme vyjádřit jako

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n Q_n \quad (3.3)$$

kde Q_n je hustota pohyblivého náboje v inverzní vrstvě. Celkový náboj v polovodiči je

$$Q_s = Q_n + Q_B \quad (3.4)$$

Kde náboj ochuzené oblasti je

$$Q_B = -qN_A x_{dmax} \quad (3.5)$$

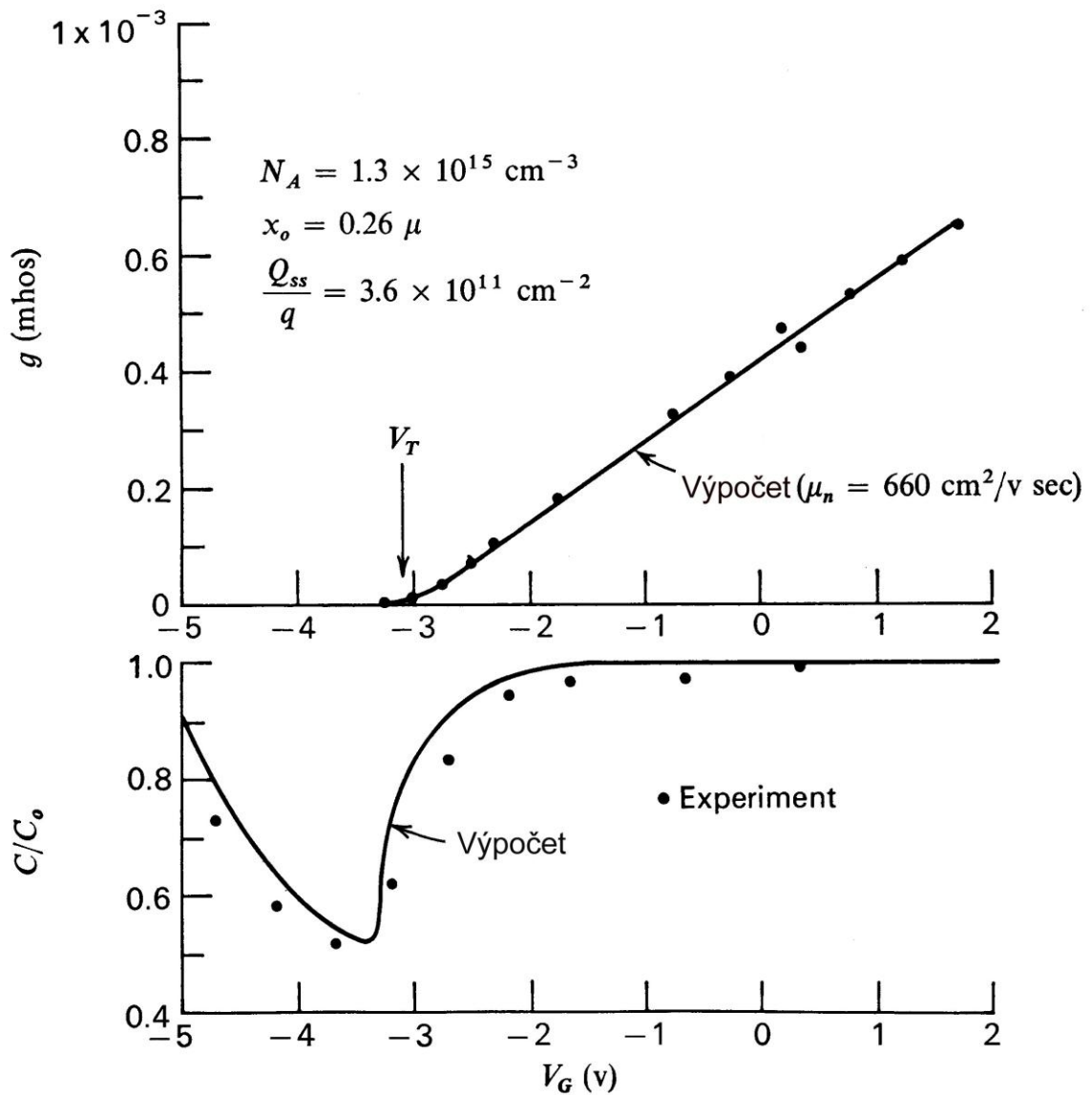
Kombinací rovnic 3.4 a 3.5 dostaneme

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n [Q_s - Q_B] \quad (3.6)$$

Konečně kombinací rovnic 2.8 (kde $V_G = V_{GB}$), 2.22 a 3.6 dostaneme výraz pro kanálovou vodivost

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n C_{ox} (V_G - V_T) \quad (3.7)$$

Je-li pohyblivost μ_n nezávislá na gate napětí, kanálová vodivost bude odpovídat přímce – viz obr.3.2. V obr.3.2 je také srovnání závislosti kanálové vodivosti a zároveň kapacity MOS struktury na společném gate napětí. Z obr.3.2 je zřejmá souvislost mezi prahovým napětím V_T a minimem C/C_o v závislosti na V_G .



Obr.3.2 Kanálová vodivost a CV křivka MOS tranzistoru [1].

3.2 Hradlem řízený pn-přechod [1]

U struktury podle obr.3.1b je možné přesně vypočítat závislost mezi napětím na hradle a povrchovým nábojem Q_s v Si pod oxidem při změně napětí na přechodu a vypočítat CV křivky podobně jako u jednoduchých MOS kapacitorů.

Hradlové napětí se na této struktuře je dáno:

$$V_G = V_0 + \phi_s \quad (3.8)$$

nebo

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_0} + \phi_s \quad (3.9)$$

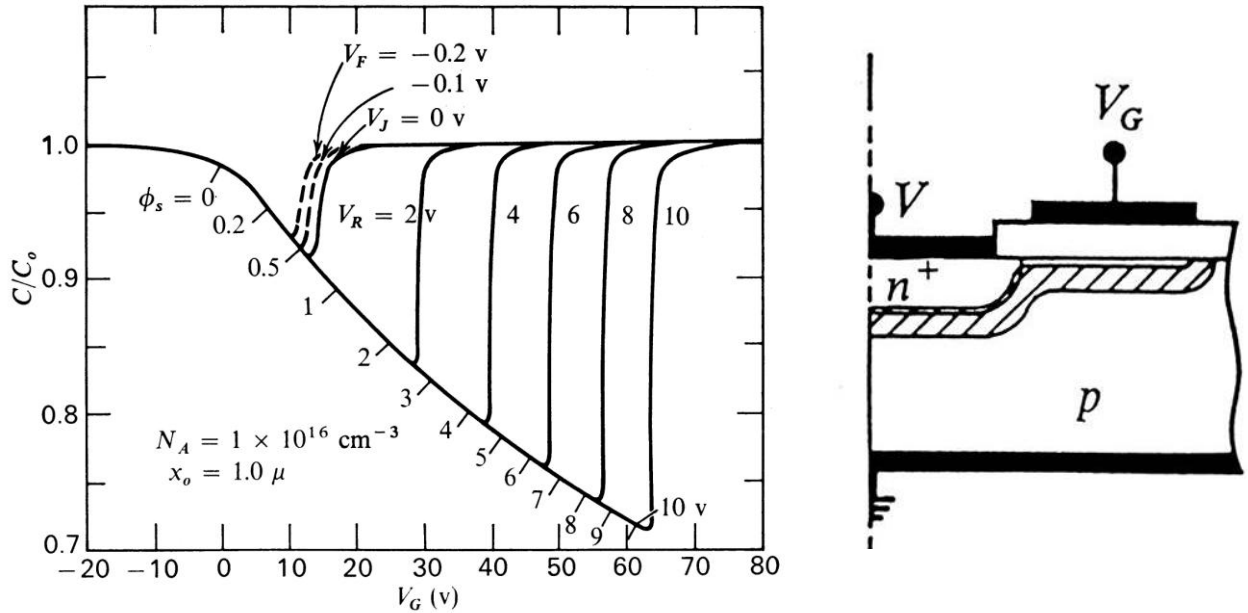
Pro výpočet kapacity hradla proti substrátu C platí vztah sériové kombinace pevné oxidové kapacity C_o a napětově závislé kapacity prostorového náboje v křemíku C_s .

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_s}} \quad (3.10)$$

Tyto charakteristiky jsou na obr.3.3. Z obr.3.3 je patrné, že před vytvořením silné inverze CV křivka sleduje průběh, který odpovídá ochuzení (viz obr.2.2 a rovnici 2.3) u jednoduchého MOS kapacitoru. Po přechodu do oblasti silné inverze se kapacita nízkofrekvenční CV křivky prezentovaná zde prudce zvýší na hodnotu oxidové kapacity. V hradlem řízené diodě mohou inverzní vrstvu napájet minoritní nosiče z externího obvodu. Z tohoto důvodu bude „nízkofrekvenční“ typ CV charakteristik pozorován do mnohem vyšších frekvencí, než u jednoduchého MOS kapacitoru. Bod startu silné inverze je při zvyšování závěrného napětí diody významně posunut ze své rovnovážné polohy. Jeho polohu nazývanou jako prahové napětí (zde *turn-on voltage*) můžeme vypočítat z rovnice (3.9) dosazením podmínek pro silnou inverzi, $Q_s = Q_B$ a $\phi_s = 2\phi_{Fp} + V_J$. Výsledkem je vztah.

$$V_T = -\frac{Q_B}{C_0} + 2\phi_{Fp} + V_J \quad (3.11)$$

Ponevadž náboj Q_B je sám o sobě funkcí napětí V_J , změna prahového napětí V_T s napětím V_J přiloženým na přechod může být značně větší, než samotné napětí na přechodu. To vede ke generaci sítě CV charakteristik v závislosti na parametru V_J , které jsou na obr.3.3.



Obr.3.3 Teoretické nízkofrekvenční CV křivky hradlo-substrát (na obr.vlevo) na struktuře hradlem řízeného pn přechodu (na obr. vpravo) pro různé hodnoty napětí na přechodu v předním směru V_F resp.v závěrném směru V_R . Vyznačena je i hodnota povrchového potenciálu ϕ_s .

3.3 Nerovnovážná analýza [8]

Jakmile je MOS systém předepjat do inverze, mezi povrchem a objemem křemíku se vytvoří přechod pn . Jestliže je současně v těsné blízkosti difúzní vrstva typu n , která kontaktuje invertovaný povrch tak, jak je ukázáno v obr.3.4, pak je možné přiložit napětí na přechod pn mezi inverzní vrstvu a substrát. Přiložení napětí tímto způsobem odpovídá nerovnovázným podmínkám uvnitř křemíku a mezi inverzní vrstvou a substrátem začne téct nějaký proud. V praktických aplikacích u MOS systémů bude přechod pn závěrně předepjatý a proud bude malý.

Energetický pásový diagram MOS struktury bez přiloženého napětí na přechod pn včetně Fermiho energie E_f , tj. v rovnovážném stavu je na obr.3.5a. Je-li na přechod pn připojeno napětí, tj. vytvoření nerovnovážného stavu viz obr. 3.4, dojde k vytvoření dvou Fermiho quasi-hladin E_{fp} pro oblast p a E_{fn} pro oblast n . Energetické quasi-hladiny jsou odděleny přiloženým závěrným napětím. Tato situace odpovídá obr.3.5b pro závěrné napětí ($V_C - V_B$) přiloženém mezi inverzní vrstvu (nebo kanál) a substrát typu p .

Připojením tohoto napětí vzroste náboj ochuzené oblasti Q_B . Protože se záporný náboj indukovaný napětím $V_G - V_B$ rozdělí mezi ochuzenou a inverzní vrstvu, vzrůst náboje v ochuzené oblasti znamená, že je zde menší náboj schopný vytvořit inverzní vrstvu pro dané napětí hradla. Jinými slovy na indukci stejného počtu elektronů v inverzní vrstvě, je-li závěrně předepjatá, musí být připojeno vyšší hradlové napětí, potom povrchový potenciál potřebný na vytvoření silné inverze je dán

$$\phi_s = -\phi_p + (V_C - V_B) \quad (3.12)$$

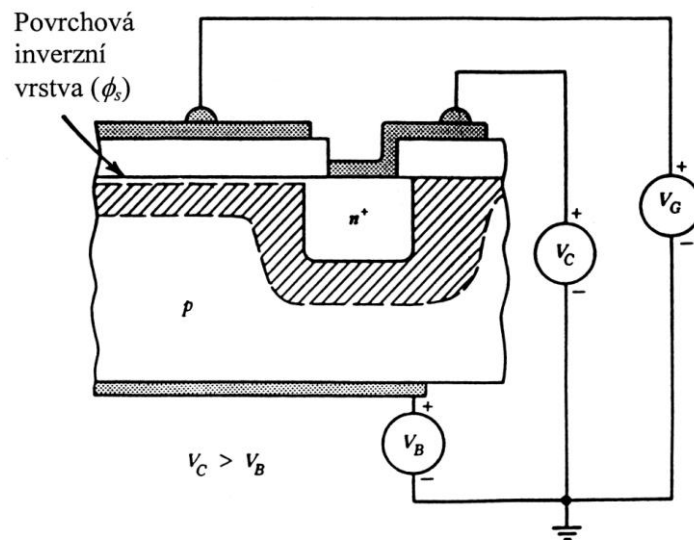
a ne jen $\phi_s = -\phi_p$. Přiložené napětí na přechodu $n+p$ rozšiřuje rozpětí hradlových napětí, při kterých je povrchová oblast ochuzena aniž by se formovala inverzní vrstva, následkem čeho je x_{dmax} větší než v případě kdy $V_C - V_B = 0$. V případě, kdy je přechod n^+p závěrně předeptatý, maximální tloušťka ochuzené vrstvy bude odpovídat formuli

$$x_{dmax} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(2|\phi_p| + V_C - V_B)}{qN_A}} \quad (3.13)$$

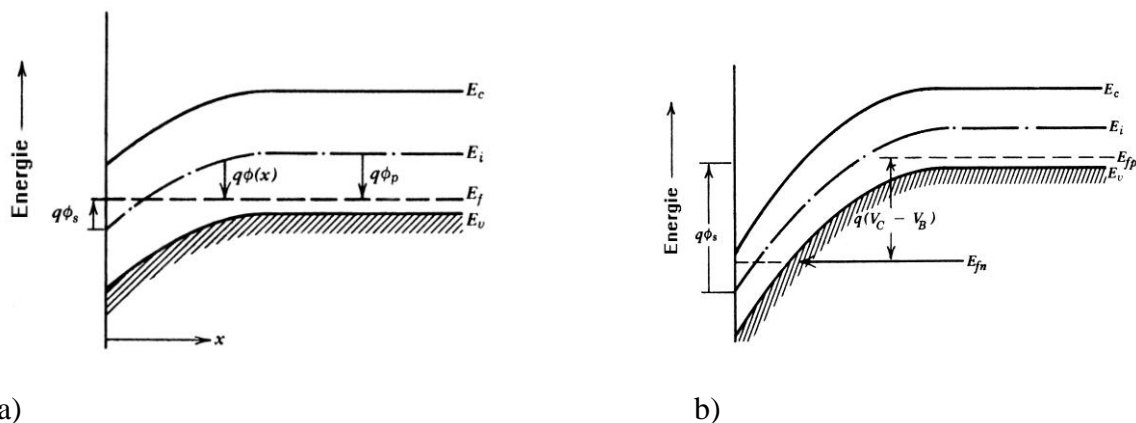
a hustota náboje v ochuzené oblasti

$$Q_d \equiv Q_B = -\sqrt{2\varepsilon_s q N_A (2|\phi_p| + V_C - V_B)} \quad (3.14)$$

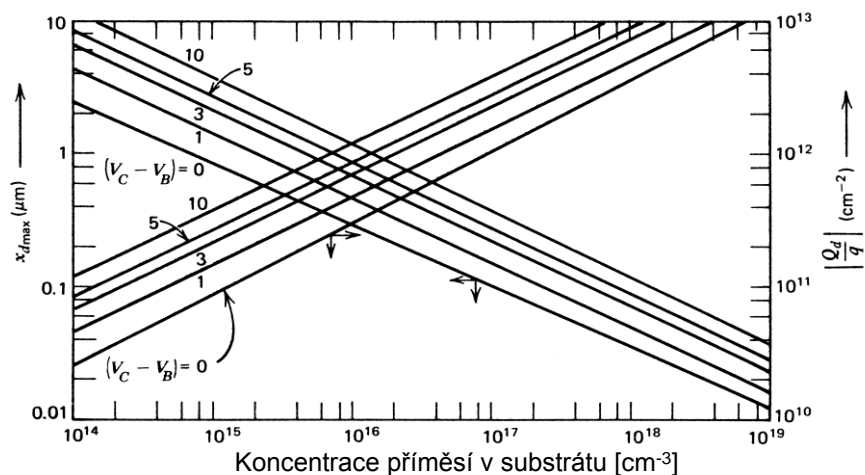
Tyto dvě veličiny jsou vyneseny v obr.3.6 v závislosti na koncentraci příměsí v substrátu.



Obr.3.4 Difundovaný přechod v blízkosti MOS kondenzátora může být použit na předeptnutí indukovaného přechodu mezi objemem křemíku (substrátem) a inverzní vrstvou vytvořenou při rozhraní oxid-křemík. Šrafováním je označeno rozšíření oblasti prostorového náboje v ochuzeném křemíku



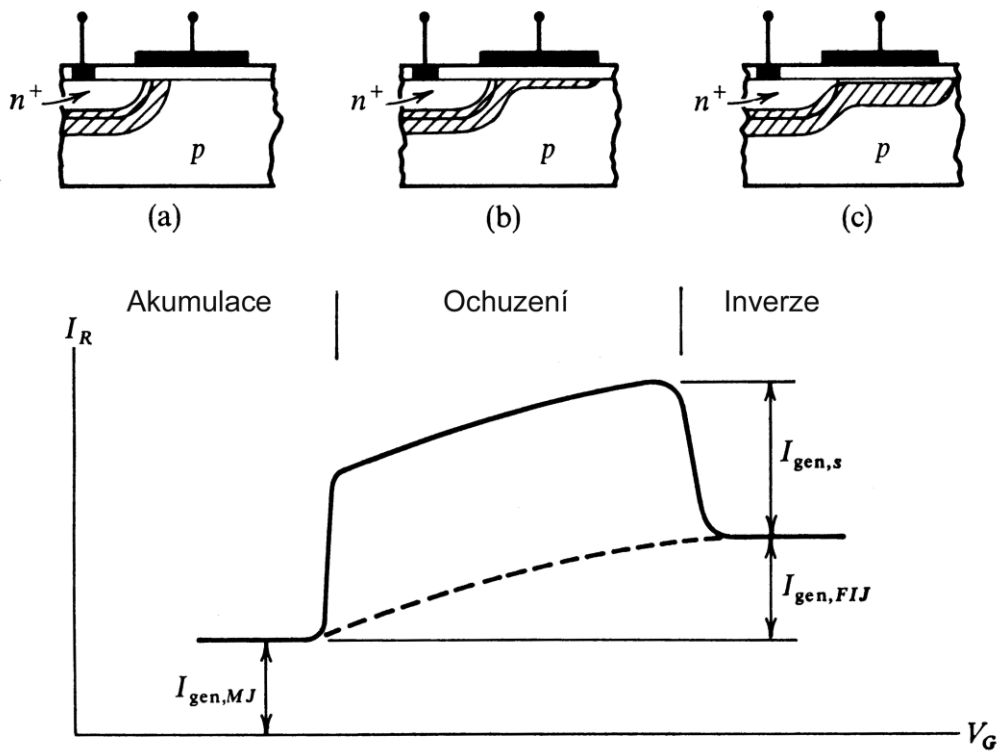
Obr.3.5 Energetický pásový diagram MOS struktury v inverzi
 a) Rovnovážný,
 b) Nerovnovážný s připojením napětí $(V_C - V_B)$ mezi inverzní vrstvu a substrát – podle obr.3.4



Obr.3.6 x_{dmax} (μm) a náboje v ochuzené oblasti Q_d/q jako funkce koncentrace příměsí v substrátu $[cm^{-3}]$ s přiloženým napětím $(V_C - V_B)$ mezi kanál a substrát jako parametr.

3.4 Rekombinačně-generační proces v povrchové oblasti prostorového náboje [1].

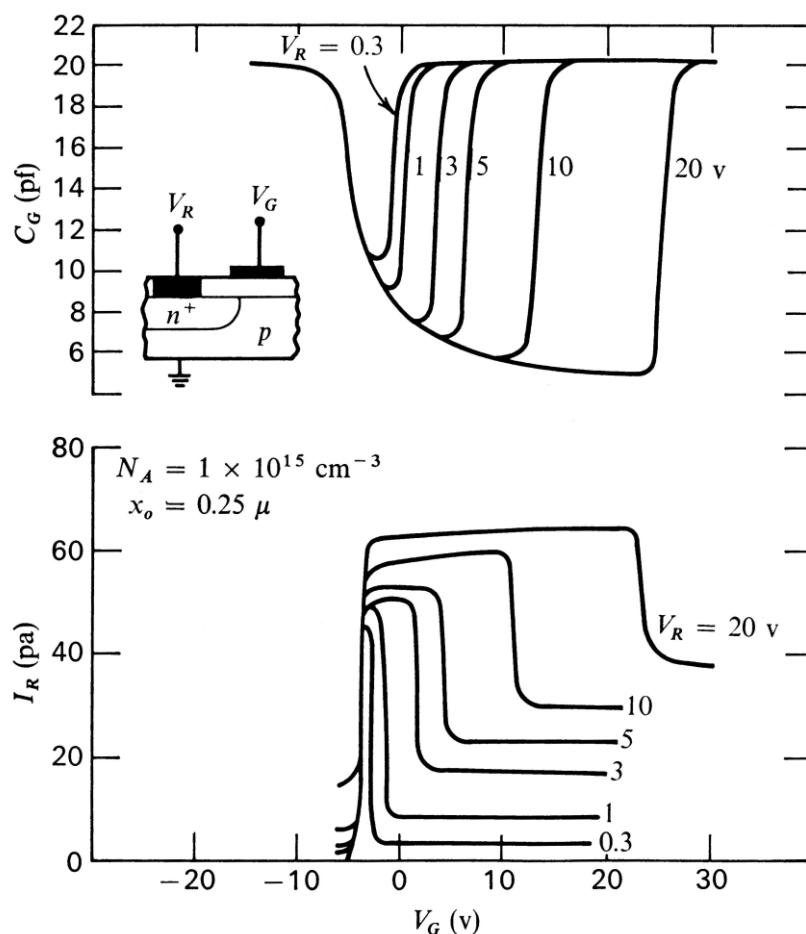
Závěrný proud pn přechodu bez povrchové hradlové elektrody závisí na generaci elektronů a děr v objemu oblasti prostorového náboje. Tvar oblasti prostorového náboje metalografického přechodu (MJ) odpovídá obr.3.7(a), hodnota závěrného proudu pro tento případ je označena v obr.3.7 jako $I_{gen,MJ}$. Tato situace nastává, je-li povrch p-oblasti hradlem řízeného pn přechodu v akumulaci a týká se jen oblasti prostorového náboje metalurgického pn přechodu (MJ). V případě, že napětím na hradle V_G převedeme povrch do silné inverze, viz obr.3.7c, zvětší se objem oblasti prostorového náboje o část pod hradlem mimo n^+ oblast tj. polem indukovaný přechod, označovaný jako FIJ (field induced junction). To vede ke zvýšení závěrného proudu na hodnotu $I_{gen,FIJ}$ – viz obr.3.7. Velikost příspěvku k závěrnému proudu závisí na tloušťce povrchové ochuzené oblasti x_d pod hradlem. Je-li povrch ochuzován a x_d se zvětšuje se zvyšováním V_G odpovídající proudová komponenta se rovněž zvyšuje. Toto zvýšení je v obr.3.7 znázorněno čárkovaně. Po dosažení maximální tloušťky x_d v invertovaném povrchu zůstává závěrný proud $I_{gen,FIJ}$ již konstantní bez ohledu na další zvyšování V_G .



Obr.3.7 Zobrazení oblasti prostorového náboje a závěrného proudu I_R závěrně polarizované diody n⁺p konstantním napětím v závislosti na hradlovém napětí V_G [1].

Přechází-li povrch pod hradlem do ochuzení objevuje se jiný příspěvek k celkovému závěrnému proudu hradlem řízené diody. Tento příspěvek pochází od generačně-rekombinačních center na rozhraní oxid-křemík viz obr.3.7(b) a vytvoří se jen, je-li povrch Si pod hradlem v módu ochuzení, tj. mezi akumulací a začátkem inverze.

Na obr.3.8 je srovnání závěrných proudů I_R a kapacit hradlo-substrát C_G hradlem řízené diody n⁺p v závislosti na hradlovém napětí V_G pro závěrné napětí přechodu V_R jako parametr.



Obr.3.8 Závěrný proud I_R jako funkce hradlového napětí V_G pro závěrné napětí V_R na přechodu jako parametr. Uvedeno je také odpovídající kapacitní měření hradla proti substrátu C_G .

Obr.3.8 je experimentálním a kvantitativním potvrzením jevu kvalitativně vysvětleného na předcházejícím obrázku. Z obrázku je vidět, že závěrný proud diodou nejprve roste při hradlovém napětí V_G , při kterém přechází akumulace do ochuzení a pak zase klesá při hradlovém napětí, které odpovídá přechodu povrchu z ochuzení do inverze. Pokles závěrného proudu při startu inverze však nedosáhne již původní hodnoty, která odpovídá akumulaci. Vytvoření inverzní vrstvy tak „odstíní“ generačně-rekombinační mechanismus z rozhraní oxid-Si. Z obr.3.8 je vidět, že při startu inverze bod poklesu závěrného proudu I_R přesně odpovídá vzrůstu kapacity C_G .

Generační proud diodou může tedy sestávat z jedné nebo více následujících komponent v závislosti na módu povrchové oblasti prostorového náboje:

$$I_{gen,MJ} = qU_{MJ}WA_{MJ} \quad (3.15)$$

je komponenta odpovídající generaci uvnitř ochuzené oblasti metalurgického přechodu;

$$I_{gen,FIJ} = qU_{FIJ}x_{dmax}A_s \quad (3.16)$$

je komponenta, která odpovídá generaci uvnitř ochuzené oblasti polem indukovaného přechodu.

Tato rovnice se použije jen v případě, kdy je povrch invertován. Když je povrch ochuzen, ale ne invertován, x_{dmax} je nahrazena x_d .

Konečně,

$$I_{gen,s} = qU_s A_s \quad (3.17)$$

je komponenta odpovídající povrchové generaci.

Ve výše uvedených rovnicích je A_{MJ} plocha metalurgického přechodu, A_s plocha substrátu pod hradlem, U_{MJ} a U_{FIJ} jsou generační rychlosti nosičů na jednotku objemu v závěrně předejité ochuzené oblasti metalurgického respektive polem indukovaného přechodu. U_s je generační rychlost nosičů na jednotku povrchové plochy na rozhraní oxid-Si je-li toto rozhraní kompletně ochuzeno jak o elektrony tak o díry, tj. když elektronová i děrová koncentrace u povrchu n_s a p_s jsou mnohem menší než intrinsická koncentrace n_i (podmínka odpovídající závěrně předejitému přechodu).

Generační rychlost na jednotku objemu v závěrně předejité ochuzené oblasti je dána:

$$U = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau_0} \quad (3.18)$$

kde $\tau_0 = 1/\sigma v_{th} N_t$ pro centra s energií $E_t = E_i$, N_t je koncentrace (na jednotku objemu) objemových rekombinačně-generačních center, a σ je jejich záchytný průřez předpokládaje, že je pro zjednodušení stejný jak pro elektrony tak pro díry.

Generační rychlost nosičů kompletně ochuzeného povrchu na jednotku plochy je :

$$U_s = \frac{1}{2} n_i s_0 \quad (3.19)$$

kde $s_0 = \sigma v_{th} N_{st}$ pro centra s energií $E_t = E_i$, kde N_{st} je hustota (na jednotku plochy) povrchových generačně-rekombinačních center a σ je jejich záchytný průřez, předpokládaje, že je stejný pro elektrony i díry.

Po výše uvedené úpravě lze vyjádřit uvedené tři komponenty závěrného (generačního) proudu jako:

$$I_{gen,MJ} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_{0MKJ}} W A_{MJ} \quad (3.20)$$

$$I_{gen,FIJ} = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau_{0FIJ}} x_{dmax} A_s \quad (3.21)$$

$$I_{gen,s} = q n_i s_0 A_s \quad (3.22)$$

Předpoklad, že $E_t = E_i$ je v dobré shodě s experimentálním měřením teplotních závislostí všech tří proudových komponent, které mají stejnou teplotní závislost jako n_i . Je však důležité poznamenat, že spojitě rozložení energií stavů může vést k podobným výsledkům, protože jen ty stavy, které jsou uvnitř přibližně jednoho kT od středu zakázaného pásu jsou účinná generační centra. Z rovnoměrného rozdělení hustoty stavů $D_t (cm^{-3} eV^{-1})$ a $D_{st} (cm^{-3} eV^{-1})$ jak v objemu, tak na povrchu lze vyjádřit efektivní dobu života τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{1}{\sigma v_{th} (\pi k T D_i)} \quad (3.23)$$

a povrchovou rekombinační rychlost s_0 , která je:

$$s_0 = \sigma v_{th} (\pi k T D_{st}) \quad (3.24)$$

Tyto stavy mohou také vést k proudovým komponentám, které mají stejnou teplotní závislost jako n_i . Tedy jedno-úrovňové stavy lokalizované ve středu zakázaného pásu E_i a stavy spojitě rozdělené budou mít stejný efekt.

Z rovnic 3.19, 3.20 a 3.21 je evidentní, že zatímco první dvě - objemové - generační proudové komponenty by měly záviset na hodnotě závěrného napětí prostřednictvím W a x_{dmax} , povrchový generační proud by měl být nezávislý na závěrném napětí V_R . Měření - viz obr.3.8 - tento závěr potvrzuje.

Typické hodnoty s_0 na termálně oxidovaném křemíkovém povrchu jsou v rozsahu od 1 do 10 cm/sec. Typické hodnoty τ_0 jsou v řádu od 1 do 10 μ sec. Pro plochu přechodu a plochu povrchové oblasti $\sim 10^{-3} \text{ cm}^2$ dosahují změny závěrného proudu řádu desítek pikoampér, jak je vidět na obr.3.8. Ačkoli tyto proudy jsou dost malé aby byly důležité z praktického hlediska, v propustném směru se stávají velmi významné.

Z rozboru bipolárního tranzistoru vyplývá, že pokud jde o objemové proudové složky, rekombinační proud v propustném směru bude dán přibližně ve tvaru:

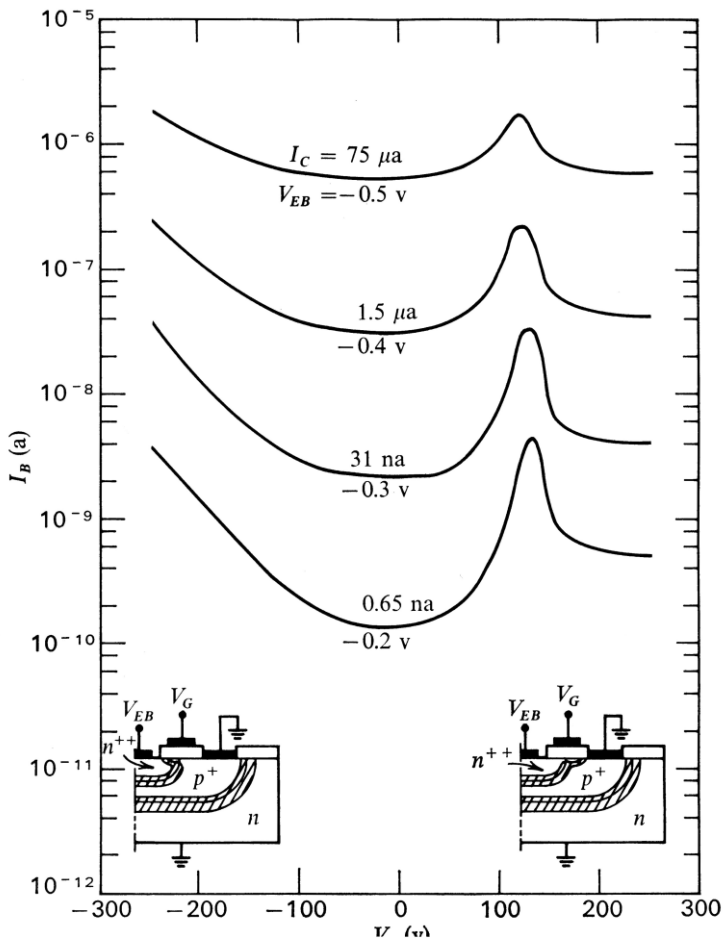
$$I_{rec} \cong I_{gen} e^{q|V_F|/2kT} \quad (3.25)$$

Podobný tvar je možno použít také pro polem indukovaný přechod a povrchové komponenty. Tedy maximální rekombinační proud bude dán přibližně formulí:

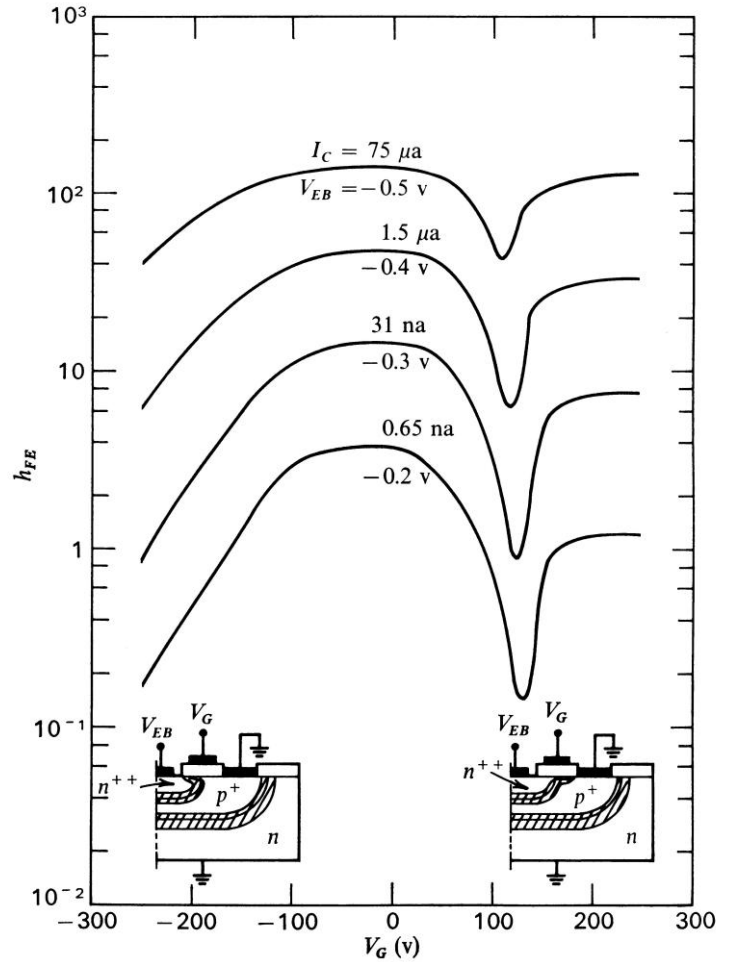
$$I_{rec} = \frac{1}{2} q n_i \left[\frac{W}{\tau_{0MJ}} + \left(\frac{x_{dmax}}{\tau_{0FIJ}} + s_0 \right) \frac{A_s}{A_{MJ}} \right] e^{q|V_F|/2kT} A_{MJ} \quad (3.26)$$

Tento výraz ukazuje, že rekombinační proud s napětím v předním směru bude ovlivněn polem indukovaným přechodem a povrchovými komponentami ve stejném procentuálním rozsahu jako generační proud v závěrném směru. Změní-li se například závěrný proud 2x, přední rekombinační proud se změní také přibližně 2x. Vzhledem k tomu, že v případě tranzistoru celý rekombinační proud je proudem báze, to znamená, že proudový zisk h_{FE} v zapojení se společným emitorem se bude měnit ve stejných proporcích. Tento efekt je extrémně důležitý v řízení proudového zisku tranzistorů, zejména při relativně nízkých úrovních kolektorového proudu.

Experimentální měření na tranzistoru, jehož emitor-bázový přechod je řízen hradlovou elektrodou (field plate) je v obr.3.9, kde je nakreslena závislost bázového proudu na hradlovém napětí pro různé hodnoty emitor-bázového napětí v předním směru. Odpovídající kolektorové proudy, které se nemění s hradlovým napětím, jsou také uvedeny.



Obr.3.9 Bázový proud I_B jako funkce hradlového napětí V_G s napětím emitor-báze v předním směru V_{EB} jako parametrem, pro tranzistor zobrazený uvnitř obr. Povrchová koncentrace v bázi je $\sim 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

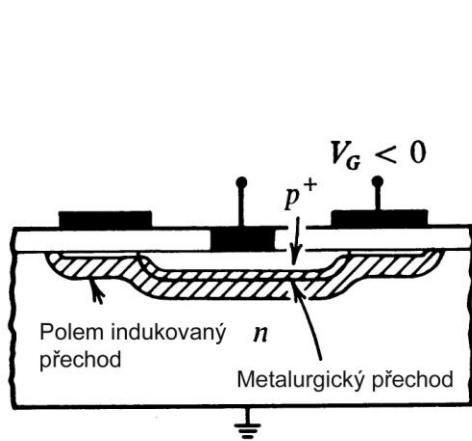


Obr.3.10 Proudový zisk $h_{FE} = I_C/I_B$ jako funkce hradlového napětí V_G .

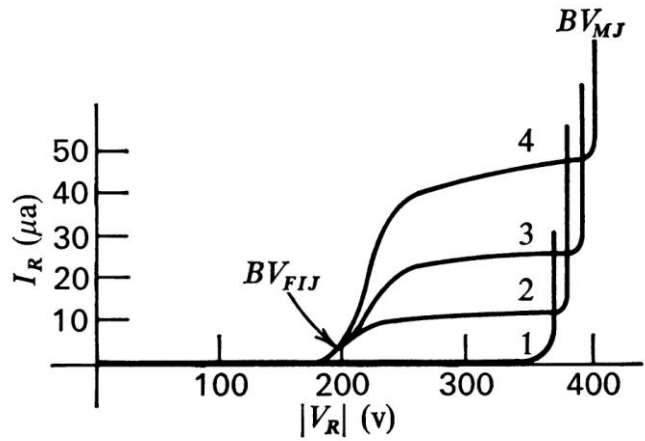
Na obr.3.10 je vynesena proudový zisk $h_{FE} = I_C/I_B$ jako funkce hradlového napětí V_G . Z obrázků je vidět, že maximum I_B v obr.3.9 odpovídá minimum h_{FE} v obr. 3.10. Pokud budeme ignorovat oblast vysokého záporného napětí na hradle, vidíme, že bázový proud s hradlovým napětím nejprve roste, dosahuje svého maxima a pak klesá ovšem už ne na svou minimální úroveň. U proudového zisku h_{FE} je tomu naopak

3.5 Polem indukované přechody a kanálové proudy.

Podívejme se nyní na případy kdy je povrch invertován tak, že polem indukovaný přechod existuje paralelně s metalurgickým přechodem, jak je patrné z obr.3.8:



Obr.3.11 Polem indukovaný přechodpracující paralelně s metalurgickým přechodem.

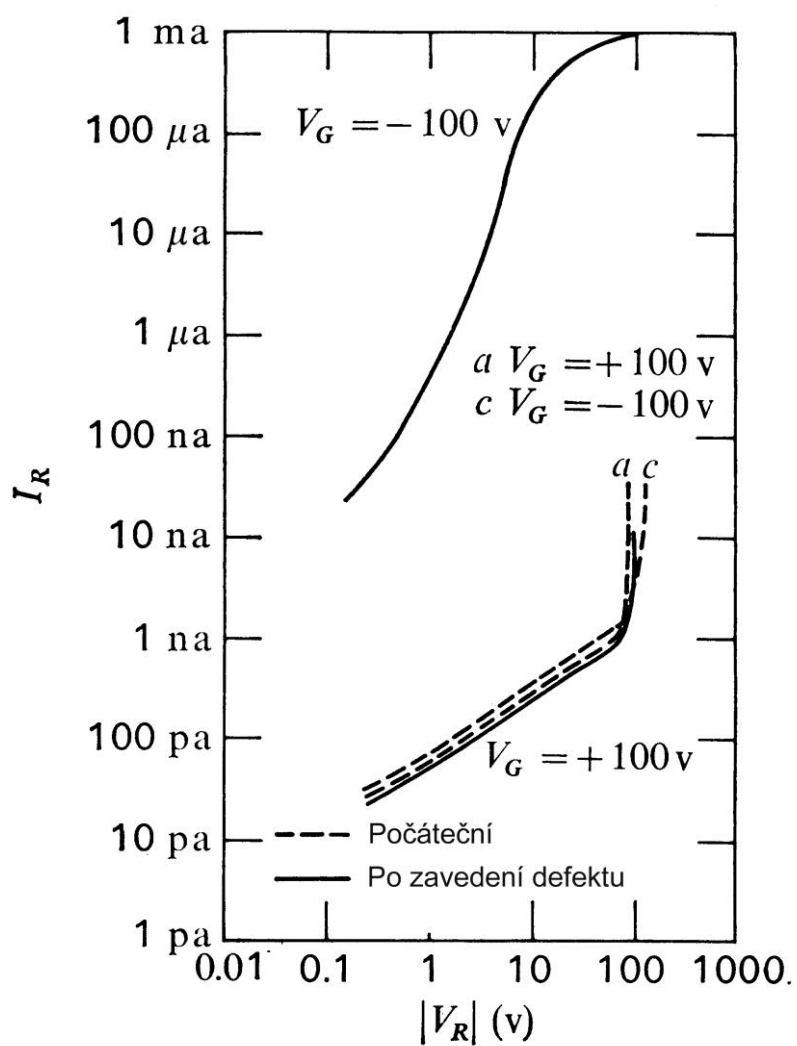


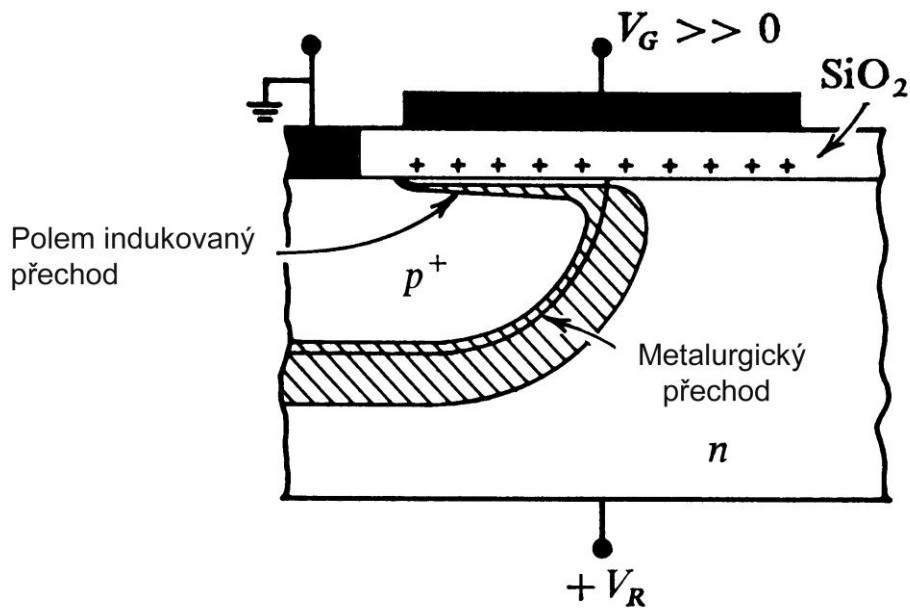
Obr.3.12 Vliv polem indukovaného přechodu na VA charakteristiky jeho průrazu. Vzrůstající čísla v obr. odpovídají vzrůstajícím záporným hradlovým napětím.

Polem indukovaný přechod bude mít své vlastní průrazné napětí. Speciálně, v mnoha případech je průrazné napětí polem indukovaného přechodu nižší, než průrazné napětí metalurgického přechodu. Volt-ampérové charakteristiky jsou v takovém případě zobrazeny v obr.3.12. Přesáhne-li závěrné napětí hodnotu napětí průrazu polem indukovaného přechodu BV_{FIJ} , začne téct závěrný proud. Tento proud poteče podél inverzní vrstvy do difúzní oblasti a dojde k jeho nasycení. Jde o obdobný jev jako u proudu, který teče ve vodivém kanálu. Charakteristiky uvedené v obr.3.12 jsou často označovány jako *kanálové charakteristiky*. Úroveň, při které dosáhne závěrný proud nasycení, závisí na vodivosti inverzní vrstvy. Čím vyšší je vodivost, tím vyšší je úroveň proudu pro nasycení jak je vidět z obr.3.12.

V případě, je-li nějaký defekt uvnitř polem indukovaného přechodu z obr.3.11, který snižuje jeho závěrné napětí, objeví se nadměrný závěrný proud dokonce při relativně nízkých závěrných napětích. Tento efekt je zobrazen v obr.3.13, kde jsou ukázány závěrné proudy v závislosti na závěrném napětí v log-log měřítku, před a po zavedení defektu. Defekt byl zaveden pomocí elektrostatického průrazu hradla.

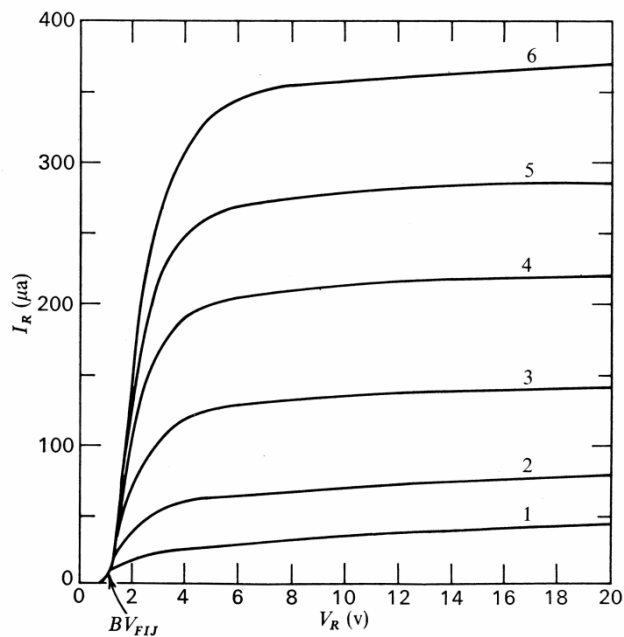
Obr.3.13 Vliv defektu zavádějícího nízkonapětový průraz na Volt-ampérové charakteristice hradlem řízené diody p^+n – viz obr.3.8.





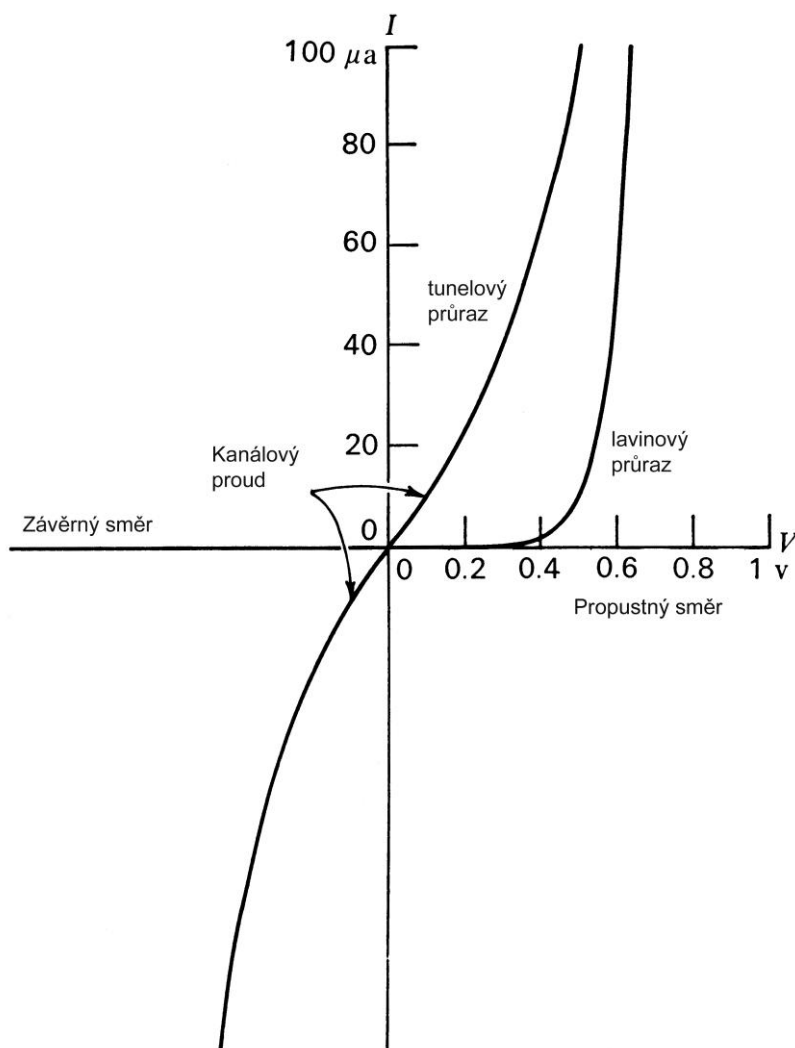
Obr.3.14 Polem indukovaný přechod nad silně dopovanou oblastí [2].

Na obr.3.14 je polem indukovaný přechod nad silně dopovanou difúzní oblastí na rozdíl od předcházejícího případu, kde šlo o přechod nad nízkolegovaným substrátem. Vzhledem k tomu, že náboj v oxidech bývá všeobecně kladný, v praxi je důležitější analyzovat tento jev spíše nad p^+ oblastí, než nad n^+ oblastí. Poněvadž polem indukovaný přechod je nad materiálem s vysokou koncentrací dotace, BV_{FIJ} bude nízké a nárůst proudu bude startovat při nízkém závěrném napětí. Experimentálně naměřené charakteristiky pro tento případ jsou v obr.3.15 [6]:



Obr.3.15 Vliv polem indukovaného přechodu na VA charakteristiky jeho průrazu [6]. Vzrůstající čísla v obr. odpovídají vzrůstajícím kladným hradlovým napětím.

Poznamenejme, že kanálové proudy začínají téct, jakmile závěrné napětí přesáhne BV_{FIJ} , které je v tomto případě přibližně 1V. Závěrná napětí pole indukovaných přechodů, tj. charakteristiky kanálových proudů daleko před nasycením, jsou silně ovlivněny povrchovou koncentrací p^+ oblasti. Při nízké povrchové koncentraci je průrazný mechanismus lavinové násobení; při vysoké koncentraci jde o Zenerův nebo tunelový průraz. Zenerův průraz má zajímavou vlastnost tím, že je v blízkosti nulového napětí přibližně symetrický, tj. vede k nadměrnému proudu tekoucímu také v propustném směru. Přední a závěrné volt-ampérové charakteristiky pole indukovaného přechodu vytvořeného nad vysokokoncentrační p^+ oblastí jsou uvedeny v obr.3.16.



Obr.3.16 Přední a závěrné charakteristiky závěrných proudů p^+n přechodu s vysokou koncentrací bóru ($C_s = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Uvedena je také originální diodová charakteristika.

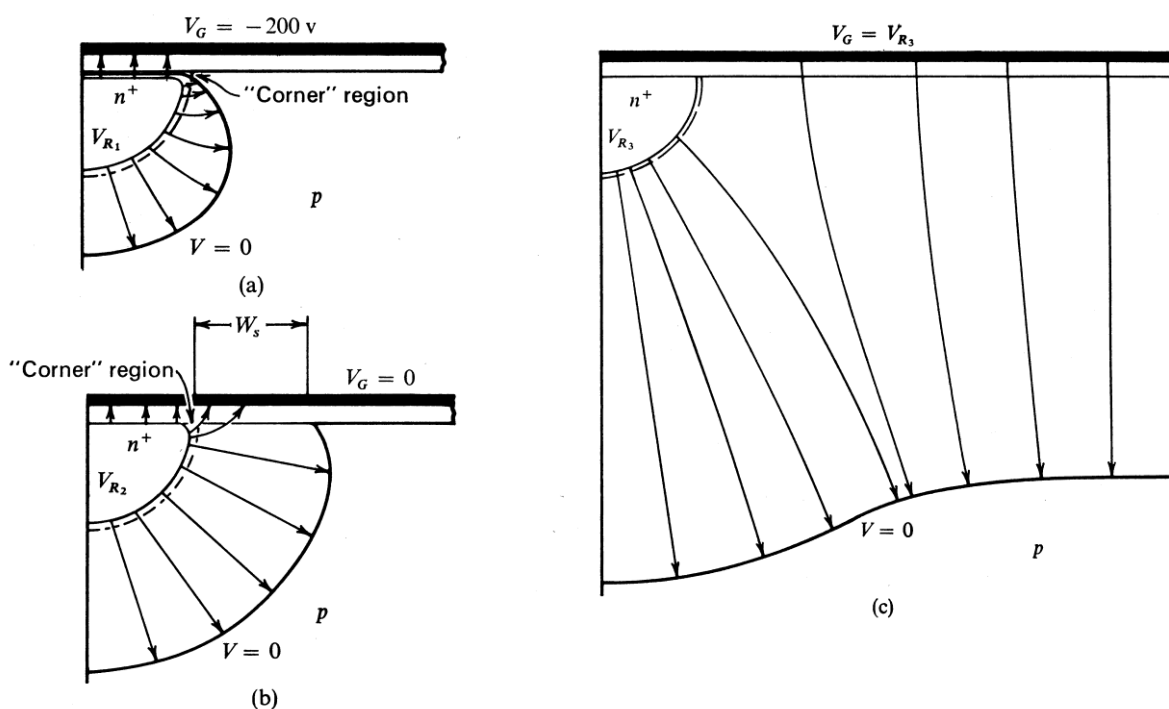
3.6 Vliv povrchových efektů na průrazné napětí přechodu

Jak bylo uvedeno v předcházejících odstavcích tvar povrchové ochuzené oblasti se může měnit mezi dvěma extrémy. Polem indukovaný přechod může být vytvořen nad silně legovanou difúzní oblastí a změnou hradlového napětí se může postupně přesunout až nad nízkolegovaný substrát. Změna tvaru ochuzené vrstvy vyvolává odpovídající změnu rozdělení elektrického pole. Ve většině případů je povrchové elektrické pole, která je ovlivňována hradlovým napětím, vyšší než elektrické pole v objemu. Průraz přechodu u povrchu proto nastane při nižším závěrném napětí než odpovídá průraznému napětí přechodu v objemu. Tato situace pro hradlem řízenou n^+p diodu je znázorněna na obr.3.17.

Pro velké záporné napětí na hradle se polem indukovaný přechod vytvoří nad n^+ difúzní oblastí – viz obr.3.17a. V „koutové oblasti“ (corner region) bude ochuzená vrstva relativně úzká a tedy elektrické pole bude naopak vysoké. (Šipky v obrázku označují pouze směr elektrického pole.). K průrazu přechodu dojde proto v tomto případě při relativně nízké hodnotě závěrného napětí.

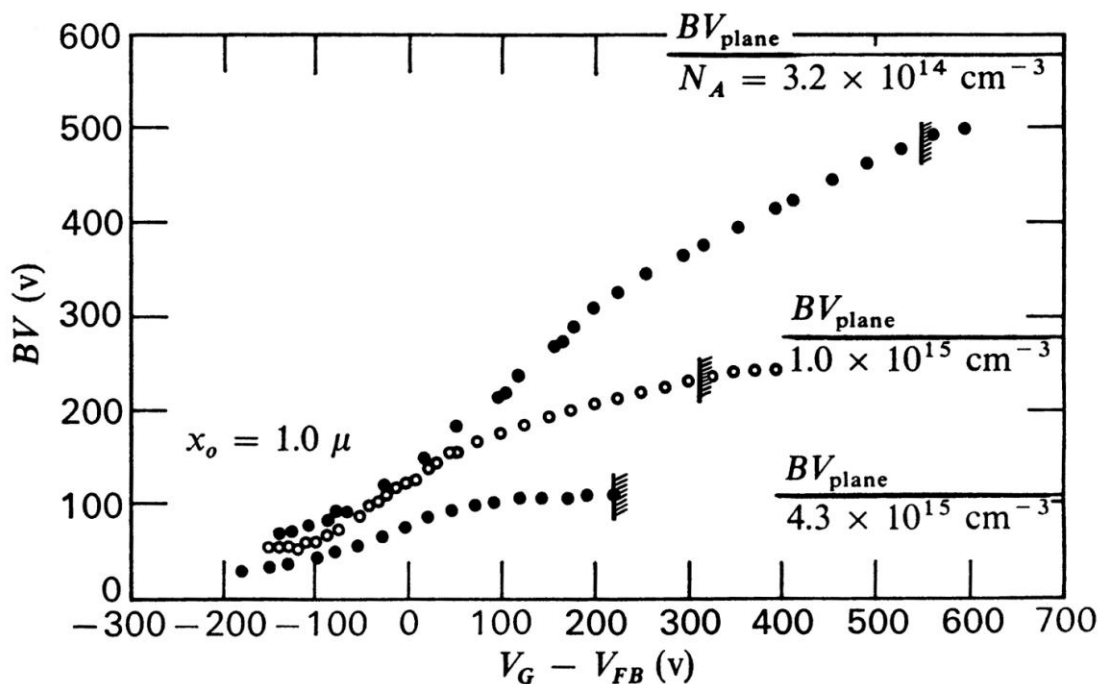
V druhém extrému - viz obr.3.17c – se hradlové napětí rovná napětí na přechodu v závěrném směru $V_G = V_R$. Vytvoří se tak povrchová ochuzená oblast o stejné tloušťce jakou má tento přechod v objemu. Intenzita elektrického pole v koutové oblasti bude snížena dokonce pod hodnotu odpovídající neporušenému planárnímu přechodu tj. přechodu bez hradlové elektrody. V tomto případě se dá očekávat vysoké průrazné napětí.

V ostatních případech mezi uvedenými extrémy, například, když je na hradle stejný potenciál jako na substrátu, je el.pole blízko koutové oblasti o něco vyšší než u případu s neporušenou ochuzenou oblastí – viz obr.3.17b.



Obr.3.17 Zobrazení vlivu hradlového napětí na tvar ochuzené oblasti a závěrné napětí. V_{R1} , V_{R2} a V_{R3} odpovídá závěrným napětím při uvedeném hradlovém napětí [7].

Experimentálně naměřená průrazná napětí n^+p diod jako funkce hradlového napětí je v obr.3.18 pro tři různé koncentrace substrátu. Průrazné napětí startuje z relativně nízké hodnoty pro záporné hradlové napětí a postupně roste tak, jak se hradlové napětí posouvá do kladných hodnot. Nakonec průrazné napětí dosáhne vyšší hodnoty než odpovídá reálnému planárnímu přechodu. Průrazné napětí planárního přechodu je výrazně sníženo v důsledku jeho zakřivení na obvodu difúzní oblasti, zatímco průrazné napětí hradlem řízené diody dosahuje spíše maximální teoretické hodnoty odpovídající rovinnému přechodu, která závisí jen na koncentraci substrátu. Popsaná závislost v obr.3.18 platí pro všechny koncentrace.

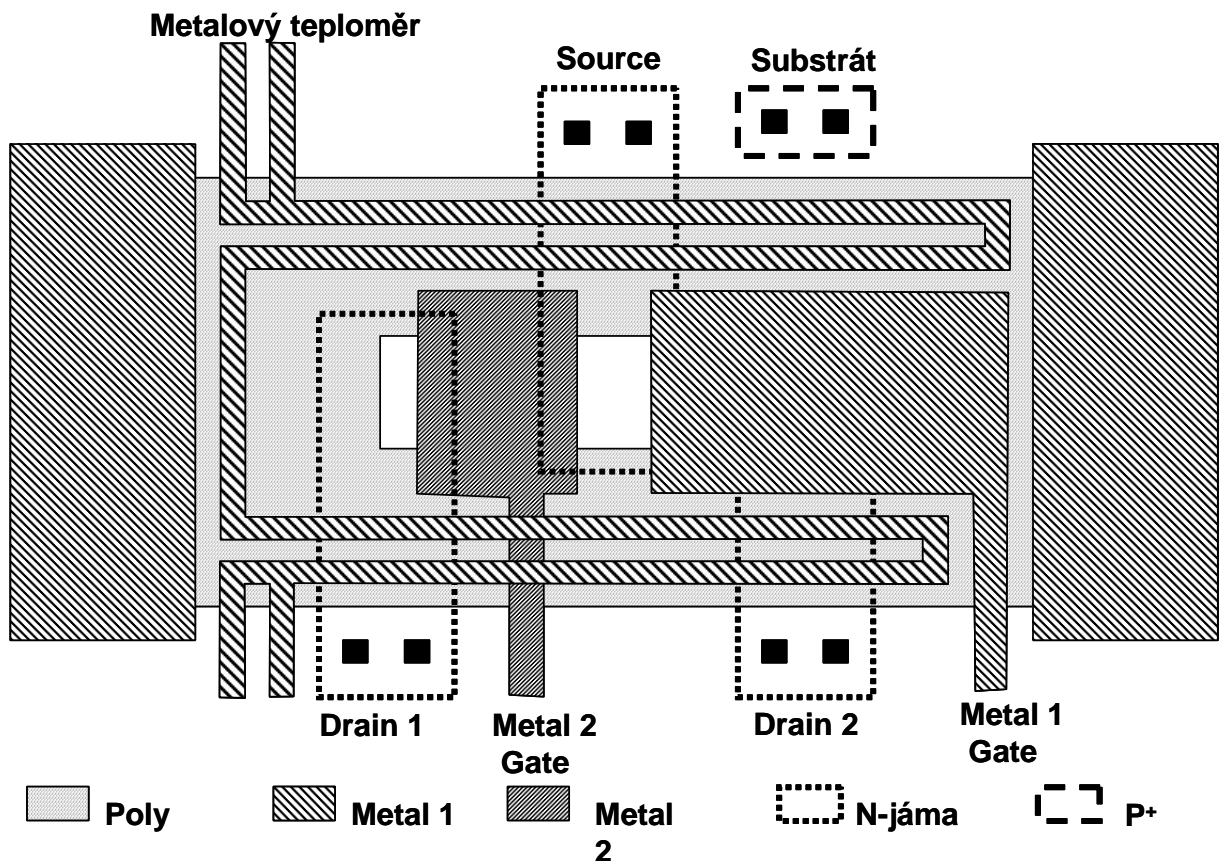


Obr.3.18 Vliv hradlového napětí na průrazné napětí n^+p diod. Šrafované linky označují počátek inverze povrchu substrátu. BV_{plane} odpovídá maximální hodnotě průrazného napětí rovinného přechodu [7].

3.7 Nestability prahového napětí-BT testy [5].

Správná čimnost integrovaných obvodů závisí v neposlední řadě na hodnotách prahového napětí na tlustém (polním) oxidu V_{TF} a na jejich stabilitě. Jde především o prahová napětí v poli pod hradlem polySi, Metal1, metal2 a dalších. CV křivky a jejich použití při měření BT testů u tlustých oxidů ($x_o > 1\mu\text{m}$) pokulhávají. Pokles kapacity v ochuzení je zanedbatelný a tak odečítání např. flat-band capacity je zatíženo neúnosnou chybou. Na obr.3.19 je layout testovací struktury navržené T. Turnerem [5], pro měření převodních volt-ampérových charakteristik MOS tranzistorů s polním oxidem hradla pod metalem1 a s polním oxidem pod metalem2. Pokud obsahuje technologický process také vrstvu Poly-Si může být s výhodou použita jako odpor pro ohřev struktury přímo na Si desce – viz obr.3.19. Měřené tranzistory s tlustým hradlovým oxidem jsou umístěny v okně, které je “vyřezáno“ v Poly-Si vrstvě. Na oxidu nad Poly-Si odporem je kovový “teploměr“ tvořený můstkem umožňujícím čtyřbodové měření odporu metalu. Odpor kovového proužku je možno kalibrovat pomocí externího zdroje tepla např. vyhřívaným stolcem. Vyhodnocuje se podobně jako u BT testů rozdíl v posuvu převodních charakteristik, obvykle se vyhodnocuje posun prahového napětí V_T po kladném a po záporném

stresování při zvýšené teplotě. Hodnotu ΔV_T lze přepočítat podobně jako ΔV_{FB} u MOS kapacitoru při BT testech na koncentraci pohyblivého náboje v polním oxidu pod hradlem např. Metal1, Metal2 a j.



Obr.3.19 Testovací struktura (tranzistor) pro měření pohyblivých iontů v tlustém oxidu s vlastním ohřevem.

3.8 Literatura ke kap. 3

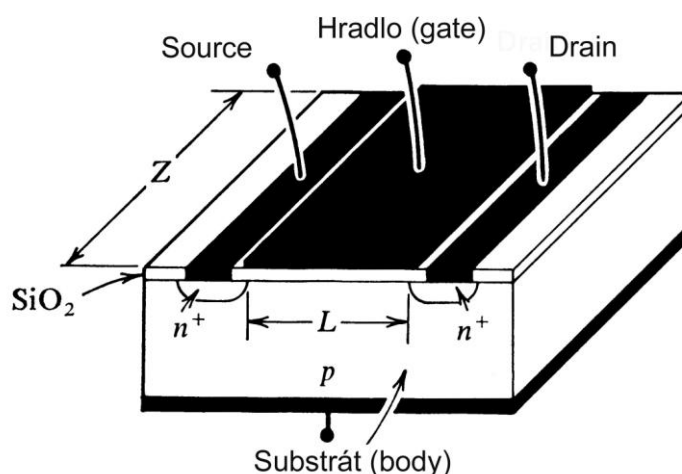
- [1] A.S. Grove and D.J.Fitzgerald: „Surface Effects on *P-N* Junctions – Characteristics of Surface Space-charge Regions under Non-Equilibrium Conditions,“ *Solid-State Electron.*,9, 783 (1966).
- [2] A.S. Grove: *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, John Wiley.N.Y.1967
- [3] D.J.Fitzgerald a A.S. Grove: „Mechanisms of Channel Current Formation in Silicon *P-N* Junction,“ *Physics of Failure in Electronics*, Volume 4, p. 315, Rome Air Development Center (1966).
- [4] V.G.K. Reddi a C.A. Bittmann: “Second Quarterly Report on Micropower Functional Electronic Blocks,” Contract AF 33 (615)-3010 (1966)
- [5] Tim Turner: “Threshold Voltages Instabilities”, Keithley Instruments, turner_tim@keithley.com,1997
- [6] A.S. Grove and D.J.Fitzgerald: „The Origin of Cannel Currents Associated with p+ Regions in Silicon,“ *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 619 (1965).
- [7] A.S.Grove, O.Leistiko a W.W. Hooper: “Effect of Surface Fields on the Breakdown Voltage of Planar Silicon *P-N* Junctions,“ *IEEE Trans.Electron Devices* **ED-14**, 157 (1967).
- [8] R.S.Muller, T.I.Kamins: *Device Electronics for Integrated Circuits*, John Wiley.N.Y.1986

4. MOS TRANZISTOR

4.1 Princip činnosti

Elektronické vlastnosti struktury metal–oxid–polovodič popsané v předchozích kapitolách umožnilo konstrukci tranzistoru řízeného elektrickým polem, který pracuje na odlišném principu než tranzistor bipolární. Tento tranzistor je nazýván obvykle jako *Metal-Oxide-Silicon Field-Effect tranzistor* (MOSFET) nebo, méně často jako *Insulated-Gate Field-Effect Tranzistor* (IGFET), česky - *Tranzistor s izolovaným hradlem a efektem pole*. Jednoduchost MOSFETu a vysoká hustota součástek, kterou umožňuje vedly k obrovskému komerčnímu využití. Tato výhoda trvá i dnes.

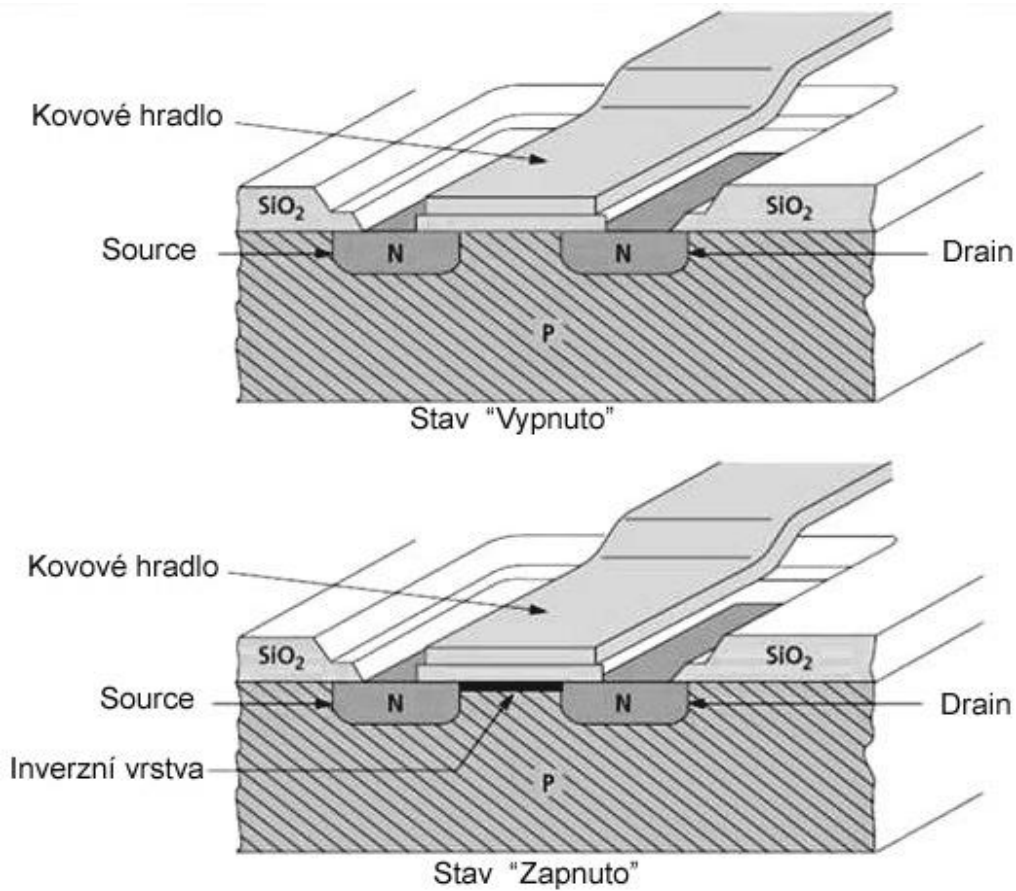
Koncept povrchového tranzistoru řízeného polem byl znám a popsán dávno před objevem bipolárního tranzistoru. Někdy v r.1930 Lilienfeld [1] v USA a Heil [2] v Anglii navrhli povrchový efekt pole pro zesilovač realizovaný v pevné fázi. Tyto koncepty byly koncem čtyřicátých let intenzivně zkoumány v laboratořích Bell [3]. Objev bipolárního tranzistoru pak určoval výzkum po dobu celé další dekády. Nový realistický koncept založený na použití termicky oxidovaného křemíku byl vytvořen až Kahngem a Attalou [4] v r.1960.



Obr.4.1 *n*-Kanálový polem řízený tranzistor (*field-effect transistor*) [5].

Základní struktura *n*-kanálového MOSFETu je na obr.4.1. Tato struktura sestává z podložky *p*-typu, do které jsou nadifundovány dvě *n*⁺ oblasti, *source* a *drain*. Vzdálenost mezi přechodem *source* a *drain* se nazývá délka kanálu a označujeme ji jako *L*. Povrchová oblast mezi *source* a *drain* tj. kanálová oblast je vystavena působení hradlové (*gate*) kovové elektrody. Hradlo je umístěno na tenkém hradlovém (*gate*) oxidu. Difúzní *n*⁺ vrstvy jsou rozpojeny, je-li na hradle dostatečně vysoké záporné napětí proti substrátu – viz obr. 4.2 (nahore).

V opačném případě, kdy je hradlo na dostatečně vysokém kladném potenciálu proti substrátu, jsou obě *n*⁺ oblasti elektricky elektricky propojeny *n*⁺ inverzní vrstvou tj. *n*-kanálem - viz obr.4.2 (dole). Vodivost tohoto kanálu může být modulována změnami hradlového napětí.



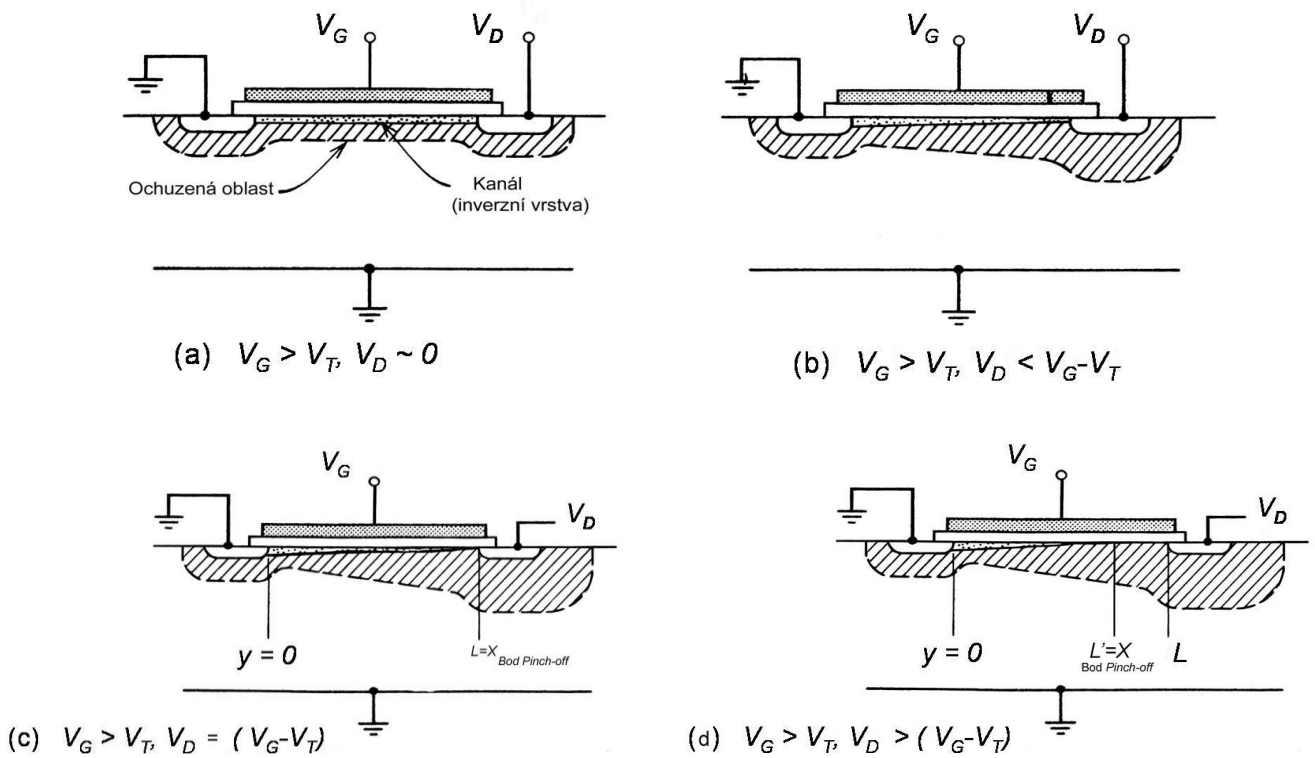
Obr.4.2 *n*-Kanálový MOSFET ve stavu vypnuto (nahore) a ve stavu zapnuto (dole)

Rozeberme si nejprve případ, kdy dostatečně velké napětí na hradle vytvoří n^+ inverzní vrstvu spojující n^+ difúzní oblasti (source a drain) jak ukazuje obr.4.3a. Případy malého a velkého napětí na drainu analyzujeme odděleně. Pro malé drainové napětí se kanál indukovaný mezi oblastí source a drain chová prakticky jako rezistor. Jeho odpor pak, jak vyplývá z předchozí kapitoly je:

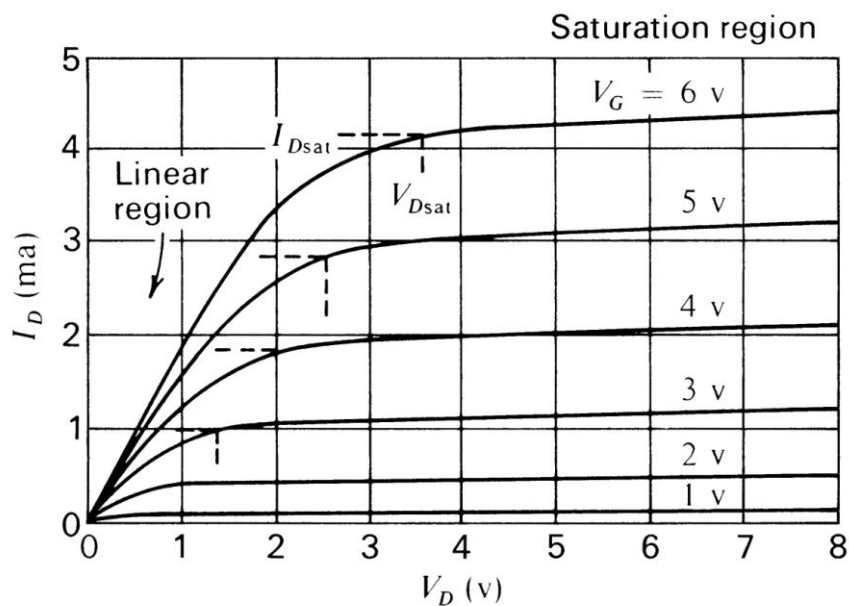
$$R = -\frac{L}{Z\mu_n Q_n} \quad (4.1)$$

kde Q_s je hustota náboje elektronů na jednotku plochy povrchu v inverzní vrstvě. Hodnota Q_s bude záviset na elektrickém poli v povrchu křemíku, tj. bude záviset na potenciálním rozdílu mezi hradlem a inverzní vrstvou.

Pokud bude drainové napětí vzrůstat, průměrný potenciální rozdíl mezi hradlem a n^+ inverzní vrstvou bude klesat. Jako důsledek této změny bude klesat také hodnota Q_s a odpor kanálu vzroste. Tedy drainový proud v závislosti na drainovém napětí se začne ohýbat dolů a odkloní se od počáteční odporové přímky. To je evidentní z experimentálně naměřených charakteristik *n*-kanálových MOS tranzistorů – viz obr.4.4.



Obr. 4.3 MOSFET - příčný řez ukazující vliv napětí na ochuzenou oblast [6]:
 (a) drainové napětí malé, ochuzená oblast téměř uniformní podél kanálu,
 (b) Drainové napětí dost velké způsobuje významnou změnu tloušťky ochuzené vrstvy,
 (c) Drainové napětí dosahuje saturace na konci kanálu v bodě $L=X$
 (d) Drainové napětí překračuje hodnotu saturace, délka kanálu se zkrátí na $L' = X < L$



Obr.4.4 Experimentálně naměřené VA charakteristiky křemíkového n -kanálového MOS tranzistoru [5]. Parametry tranzistoru jsou: $Z/L = 25$, $x_o = 80\text{nm}$, $N_A = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $V_{FB} = -2\text{V}$

Charakteristiky skutečně startují v přímkové linii a při zvětšování napětí na drainu se začínají ohýbat – viz šrafovaním označené hodnoty V_{Dsat} v obr.4.4.

Bude-li se drainové napětí V_D nadále zvyšovat, napěťový spád na oxidu v blízkosti drainu bude dále klesat až pod hodnotu potřebnou pro udržení inverzní vrstvy. Drainové napětí, při kterém to nastane označujeme symbolem V_{Dsat} . *Při tomto drainovém napětí, kanál v blízkosti drainu zmizí. Povrch bude v tomto místě pouze ochuzen, ale ne invertován – viz obr.4.3c – a pro tento bod označený v obr. jako X se používá název „pinch-off“.*

Potenciál na konci inverzní vrstvy, v bodu X (pinch-off bod) – viz obr.4.3c odpovídá hradlovému napětí potřebnému právě na vytvoření a udržení inverzní vrstvy. Tato hodnota je V_{Dsat} . *Jakmile jednou drainové napětí přesáhne V_{Dsat} , potenciál na konci inverzní vrstvy v bodu X , zůstane konstantní a nezávislý na jakémkoli dalším zvyšování drainového napětí, ačkoli bod X se bude trochu posouvat směrem k elektrodě source.*

Proud je nyní tvořen nosiči, které se pohybují v inverzní vrstvě a které jsou na jejím konci injektovány do ochuzené oblasti u drainu. Injekce nosičů z bodu X do drainové oblasti prostorového náboje podobná injekci z emitor-bázového přechodu do oblasti prostorového náboje báze-kolektor u bipolárního tranzistoru. Hodnota tohoto proudu se nebude významně měnit se zvyšujícím se drainovým napětím, protože to závisí na potenciálním spádu mezi počátkem a koncem (bod X) inverzní vrstvy a tento spád zůstává nezměněn (to předpokládá prakticky zanedbatelný posun bodu X směrem k oblasti source, detailní analýza je uvedena v dalším oddílu). *Tedy, pro drainové napětí vyšší než V_{Dsat} se proud nebude podstatně měnit a zůstane na hodnotě I_{Dsat} , jak je evidentní z experimentálně naměřených charakteristik – viz obr.4.4.*

Zvětší-li se hradlové napětí, vodivost pro malé drainové napětí bude větší a drainové napětí V_{Dsat} , při kterém nastává nasycení proudu tj. saturace, bude také větší. Ve výsledku nasycený proud bude mít také vyšší hodnotu, jak je evidentní z obr.4.4.

Můžeme tak rozlišit dvě pracovní oblasti MOS tranzistoru. Při nízkých drainových napětích jsou volt-ampérové charakteristiky téměř ohmické nebo lineární (lineární oblast), zatímco při vysokých drainových napětích se proud nasycuje (saturuje) se vyrůstajícím drainovým napětím (saturační oblast).

4.2 Volt-ampérové charakteristiky. Lineární oblast [7]

Základní MOSFET charakteristiky odvodíme za následujících ideálních podmínek:

- (1) gate struktura odpovídá ideální MOS diodě definované v kap.1, tj. ve struktuře nejsou žádné pasti na rozhraní, žádný fixní náboj v oxidu, je tam nulový rozdíl výstupních prací, atd;
- (2) uvažovat budeme jen driftový proud;
- (3) pohyblivost nosičů v inverzní vrstvě je konstantní;
- (4) doping (legování) v kanálu je homogenní;
- (5) závěrný proud je zanedbatelně malý;
- (6) příčná (transverzální) složka elektrického pole (\bar{E}_x , ve směru x) v kanálu je mnohem větší než podélná (longitudinální) složka elektrického pole (\bar{E}_y , ve směru y). Poslední podmínka odpovídá tzv. „graduální kanálové aproximaci“.

Za těchto idealizovaných podmínek je celkový náboj indukovaný v polovodiči na jednotku plochy Q_s ve vzdálenosti y od source dán výrazem

$$Q_s(y) = [-V_G + \psi_s(y)] C_0 \quad (4.2)$$

kde $C_0 = \varepsilon_{ox} / d$ je kapacita na jednotku plochy. Náboj v inverzní vrstvě je dán

$$Q_n(y) = Q_s(y) - Q_B(y) = -[V_G - \psi_s(y)] C_{ox} - Q_B(y) \quad (4.3)$$

Povrchový potenciál $\psi_s(y)$ v inverzní vrstvě může být aproximován $2\psi_B + V(y)$, kde $V(y)$ je závěrné předpětí mezi bodem y a source-elektrodou (o která se předpokládá, že je uzemněná). Náboj uvnitř povrchové ochuzené oblasti $Q_B(y)$ byl dán výrazem

$$Q_B(y) = -qN_A W_m = -\sqrt{2\varepsilon_s q N_A [V(y) + 2\psi_B]} \quad (4.4)$$

Dosažením rovnice (4.4) do rovnice (4.3) dostaneme

$$Q_n(y) = -[V_G - V(y) - 2\psi_B] C_{ox} + \sqrt{2\varepsilon_s q N_A [V(y) + 2\psi_B]} \quad (4.5)$$

Vodivost kanálu může být aproximována výrazem

$$\sigma(x) = qn(x)\mu_n(x) \quad (4.6)$$

Kanálová vodivost je pak daná

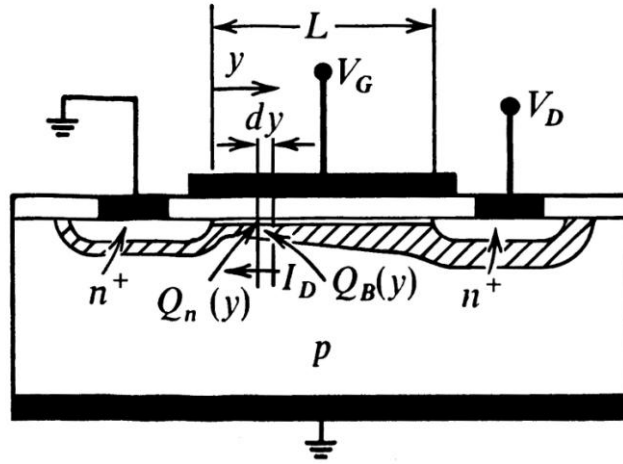
$$g = \frac{Z}{L} \int_0^{x_i} \sigma(x) dx \quad (4.7)$$

Kanálová vodivost při konstantní pohyblivosti je dána

$$g = \frac{qZ\mu_n}{L} \int_0^{x_i} n(x) dx = qZ\mu_n |Q_n| / L \quad (4.8)$$

Odpor kanálového segmentu dy (obr.4.5) je dán

$$dR = \frac{dy}{gL} = \frac{dy}{Z\mu_n |Q_n(y)|} \quad (4.9)$$



Obr.4.5 Zobrazení elementární části kanálu použité pro odvození volt-ampérových charakteristik povrchového tranzistoru řízeného polem.

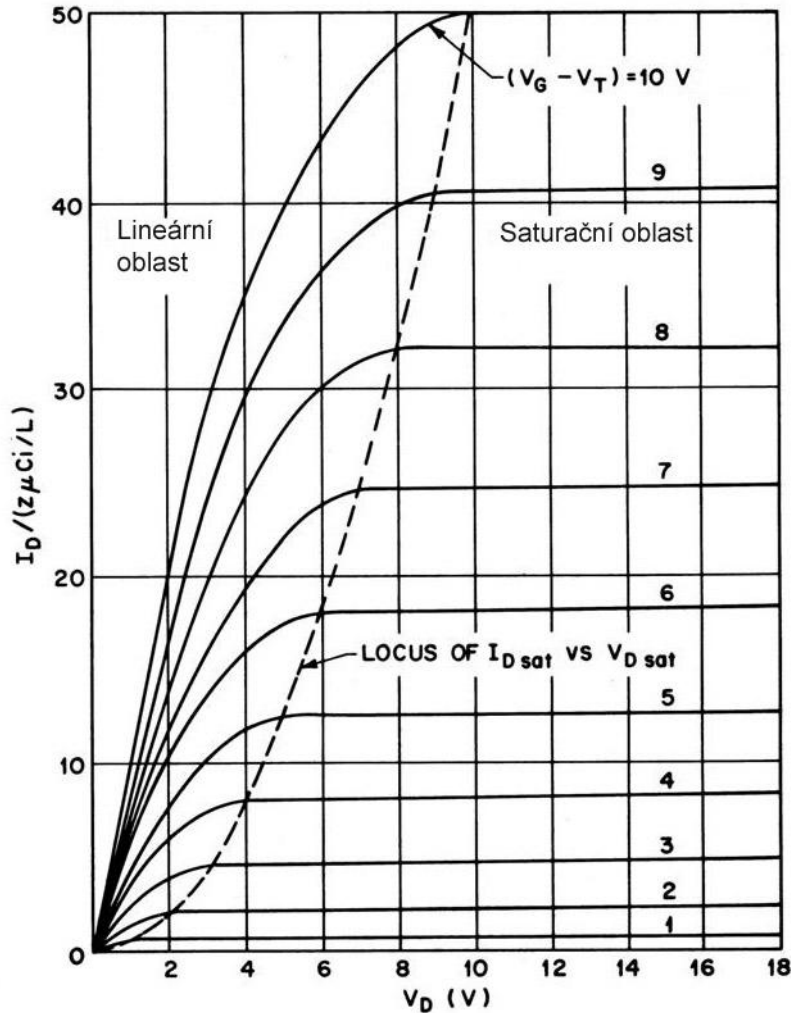
a napěťový spád na tomto segmentu je

$$dV = I_D dR = \frac{I_D dy}{Z \mu_n |Q_n(y)|} \quad (4.10)$$

kde I_D je drainový proud, který je konstantní a nezávislý na y . Dosazením rovnice (4.5) do rovnice (4.10) a integrací od source ($y = 0, V = 0$) po drain ($y = L, V = V_D$) dostaneme vzorec pro tento ideální případ:

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_n C_{ox} \left\{ \left(V_G - 2\psi_B - \frac{V_D}{2} \right) V_D - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A}}{C_{ox}} \left[(V_D + 2\psi_B)^{3/2} - (2\psi_B)^{3/2} \right] \right\} \quad (4.11)$$

Z této rovnice vyplývá, že pro dané V_G drainový proud I_D nejprve lineárně narůstá s růstem drainového napětí (lineární oblast), pak se postupně růst zpomaluje až dosáhne nasycené hodnoty (saturační oblast). Základní výstupní charakteristiky idealizovaného MOSFETu jsou v obr.4.6. Čárkovaná linka indikuje lokus drainového napětí (V_{Dsat}), při kterém dosahuje proud maximální hodnotu.



Obr.4.6 Idealizované drainové charakteristiky (I_D versus V_D) MOSFETu. Čárkovane je označeno rozhraní mezi lineární a saturační oblastí (locus saturačního drainového napětí $V_{D\ sat}$). Pro $V_D > V_{D\ sat}$ zůstává drainový proud konstantní.

Nyní budeme analyzovat výše zmíněné dvě oblasti. V případě nízkého napětí V_D , lze rovnici (4.11) zjednodušit na:

$$I_D \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_i \left[(V_G - V_T) V_D - \left(\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{\epsilon_s q N_A / \psi_B}}{4 C_i} \right) V_D^2 \right] \quad (4.12)$$

anebo

$$I_D \approx \left(\frac{Z}{L} \right) \mu_n C_i (V_G - V_T) V_D \quad \text{pro } V_D \ll (V_G - V_T) \quad (4.13)$$

anebo [6]

$$I_D \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_i \left[(V_G - V_T) V_D - \frac{1}{2} V_D^2 \right] \quad (4.14)$$

kde V_T (prahové napětí) je dané

$$V_T = 2\psi_b + \frac{\sqrt{\varepsilon_s q N_A (2\psi_b)}}{C_i} \quad (4.15)$$

Lineární extrapolací závislosti I_D na V_G k ose V_G (pro malé V_D) může být určeno prahové napětí V_T .

Kanálovou vodivost g_D a strmost (trans-conductance) g_m lze vypočítat z rovnice (4.13):

$$g_D = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{konst}} = \frac{Z}{L} \mu_n C_i (V_G - V_T) \quad (4.16)$$

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{konst}} = \frac{Z}{L} \mu_n C_i V_D \quad (4.17)$$

4.3 Volt-ampérové charakteristiky. Saturační oblast

Zvyšuje-li se prahové napětí do bodu, kde se náboj v inverzní vrstvě $Q(y)$ v místě $y = L$ stává nulový, počet pohyblivých elektronů se drasticky sníží. Tento bod je už výše zmíněný bod pinch-off s napětím a proudem označeným jako V_{Dsat} a I_{Dsat} .

Hodnotu V_{Dsat} získáme z rovnice (4.5) za podmínky, že $Q_n(L) = 0$:

$$V_{Dsat} = V_G - 2\psi_b + K^2 \left(1 - \sqrt{1 + 2V_G / K^2} \right) \quad (4.18)$$

kde $K = \sqrt{\varepsilon_s q N_A} / C_i$

Saturační proud I_{Dsat} dostaneme dosazením rov. (4.18) do rov. (4.11):

$$I_{Dsat} = \frac{mZ}{L} \mu_n C_i (V_G - V_T)^2 \quad (4.19)$$

kde m je funkcí koncentrace příměsí, která při nízkém legování dosahuje hodnoty 0.5. Prahové napětí V_T je v saturační oblasti pro nízkou dotaci a tenké oxidy stejné a je dáno rov.(4.15).

Pro vyšší dotace se stává V_T závislé na V_G .

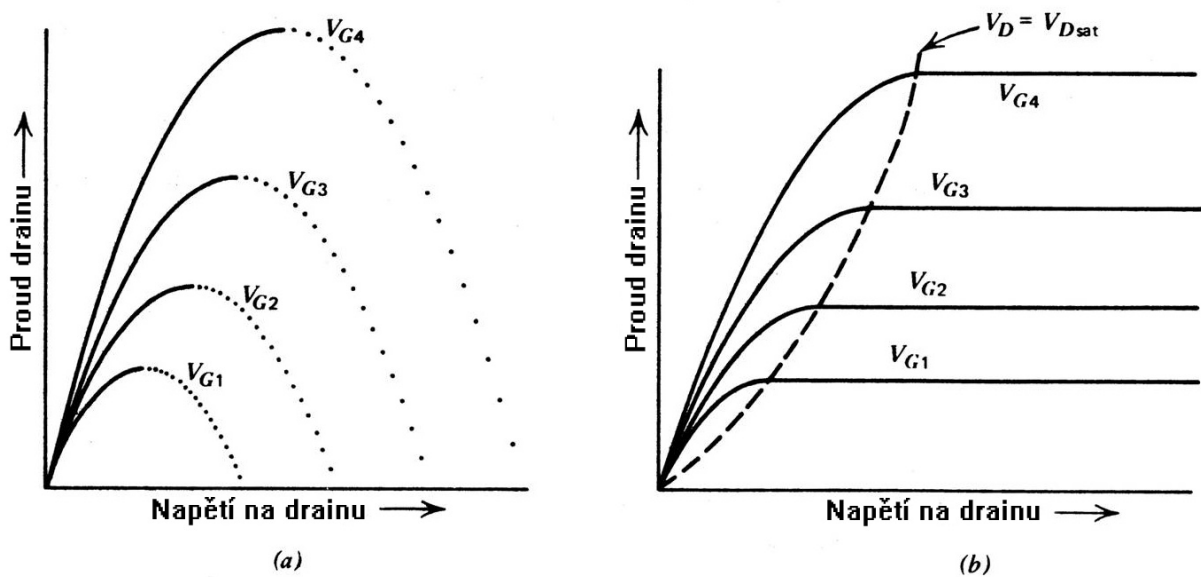
Strmost v saturační oblasti je vypočítaná derivací proudu podle rov.(4.19) a rovná se:

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = konst} = \frac{2mZ}{L} \mu_n C_i (V_G - V_T) \quad (4.20)$$

Přejdeme-li nyní od ideální k reálné MOS struktuře, zrušíme první dvě omezení uvedené v odstavci 4.2. Pak do formule pro prahové napětí V_T doplníme napětí V_{FB} , které zahrnuje vliv nábojů v oxidu a na rozhraní a také nenulový rozdíl výstupních prací. To se projeví posunem prahového napětí o V_{FB} , takže pro lineární oblast můžeme napsat:

$$V_T = V_{FB} + 2\psi_b + \frac{\sqrt{\varepsilon_s q N_A (2\psi_b)}}{C_i} = \left(\phi_{ms} - \frac{Q_f}{C_i} \right) + 2\psi_b + \frac{\sqrt{4\varepsilon_s q N_A \psi_b}}{C_i} \quad (4.21)$$

Na obr.4.7 je znázorněn přechod VA-charakteristik z lineární oblasti 4.7a, která je popsána rovnicí (4.14) do oblasti saturační - viz obr.4.7b, která se řídí rovnicí (4.19). Tyto oblasti jsou odděleny parabolou, pro kterou platí $V_D = V_{Dsat}$, viz čárkovně nakreslená křivka v obr. obr.4.7b.

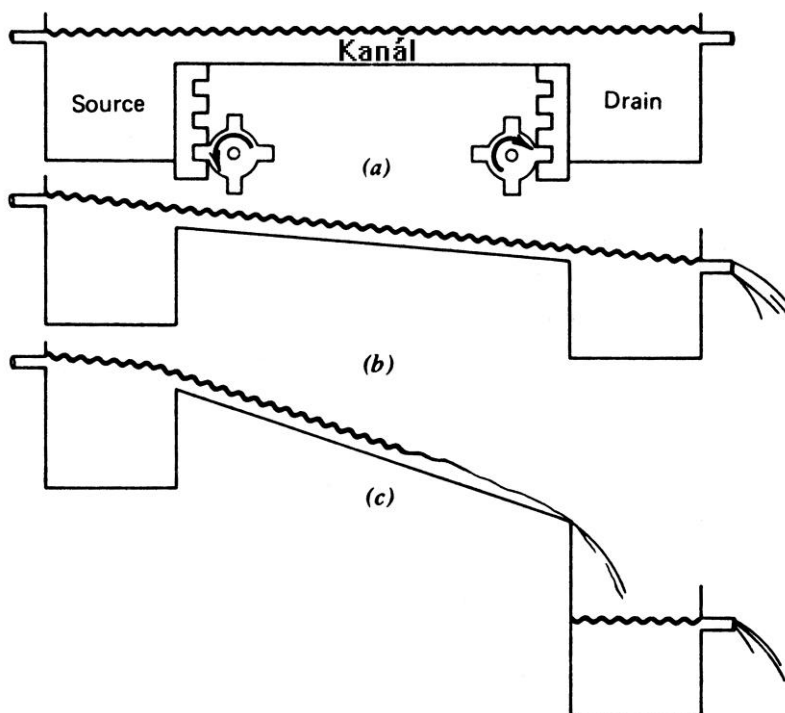


Obr.4.7 Volt-ampérové charakteristiky MOSFET [6]

- (a) Drainový proud jako funkce drainového napětí pro různé napětí na gate. Čárkované části charakteristik nemají fyzikální smysl.
- (b) Sít' $I_D - V_D$ charakteristik, čárkovaně je vyznačena hodnota V_{Dsat} . Napětí na hradle roste směrem nahoru. $V_S = 0$.

4.4 Vodní analogie [6]

Fyzikálně lze princip činnosti MOSFET dobře pochopit pomocí vodní analogie. Volné pohyblivé nosiče odpovídají kapičkám vody. Source a drain reprezentují hluboké reservoáry jejichž relativní rozdíl výšek je analogický rozdílu napětí source – drain. Kanálová oblast je jako vodní kanál s hloubkou vody, která analogicky závisí na lokální hodnotě napětí hradlo - kanál, jak je vidět na obrázku. Je-li source a drain udržován na stejném potenciálu, vodní hladina je na stejné úrovni, ať jde o source, kanál nebo drain - viz obr.4.8 (a). Vnutí-li se napětí mezi drain a source, povrch drain-reservoáru se sníží, což způsobí tok vody podél kanálu ze source do drainu. Tok se zrychluje se zvyšováním rozdílu výšek reservoárů (což je analogické zvyšování V_{DS}). Poněvadž tok je spojitý, rychlost vody vzrůstá s tím, jak hloubka vody v kanálu klesá směrem ke drain-reservoáru. Nejprve závisí průtok kanálem na jeho rozměrech (jak je řízen hradlem) a na rozdílu výšek source a drainu - viz obr.4.8(b). V podmínkách analogických saturaci se tok stává naprosto omezen průtokovou kapacitou kanálu. Po saturaci, je-li reservoár drainu dále snižován, povrch vody v drainu se stává náhle nespojitý vzhledem k povrchu vody v kanálu na rozhraní drain - kanál. Za těchto podmínek se tok vody do drainu podobá volnému pádu vody vodopádem - viz obr.4.8(c). Rychlost toku je rovná rychlosti dodávky vody k okraji vodopádu, nezávisle na celkovém výškovém rozdílu vodopádu [což je analogické $(V_D - V_{Dsat})$].



Obr. 4.8 Vodní analogie pro vysvětlení principu činnosti MOSFET. [6]

- (a) Jsou-li source a drain na jedné úrovni, tok je nulový ($V_{DS} = 0$). Hloubka vody v kanálu může být měřena korytem a soukolím (V_G).
- (b) Je-li drain níže než source, voda teče podél kanálu.
- (c) Tok je limitován kapacitou kanálu, další snížení drainu zvyšuje pouze výšku vodopádu na jeho okraji.

4.5 Body efekt

Připojíme-li mezi source a substrát napětí V_{BS} , dojde k dalšímu posunu prahového napětí,

$$V_T = V_{FB} + 2\psi_B + \sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B + V_{BS})} / C_i \quad (4.22)$$

anebo

$$\begin{aligned} \Delta V_T &= V_T(V_{BS}) - V_T(V_{BS} = 0) = \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A}}{C_i} (\sqrt{2\psi_B + V_{BS}} - \sqrt{2\psi_B}) \\ &= \frac{a}{\beta} (\sqrt{2\beta\psi_B + \beta V_{BS}} - \sqrt{2\beta\psi_B}) \end{aligned} \quad (4.23)$$

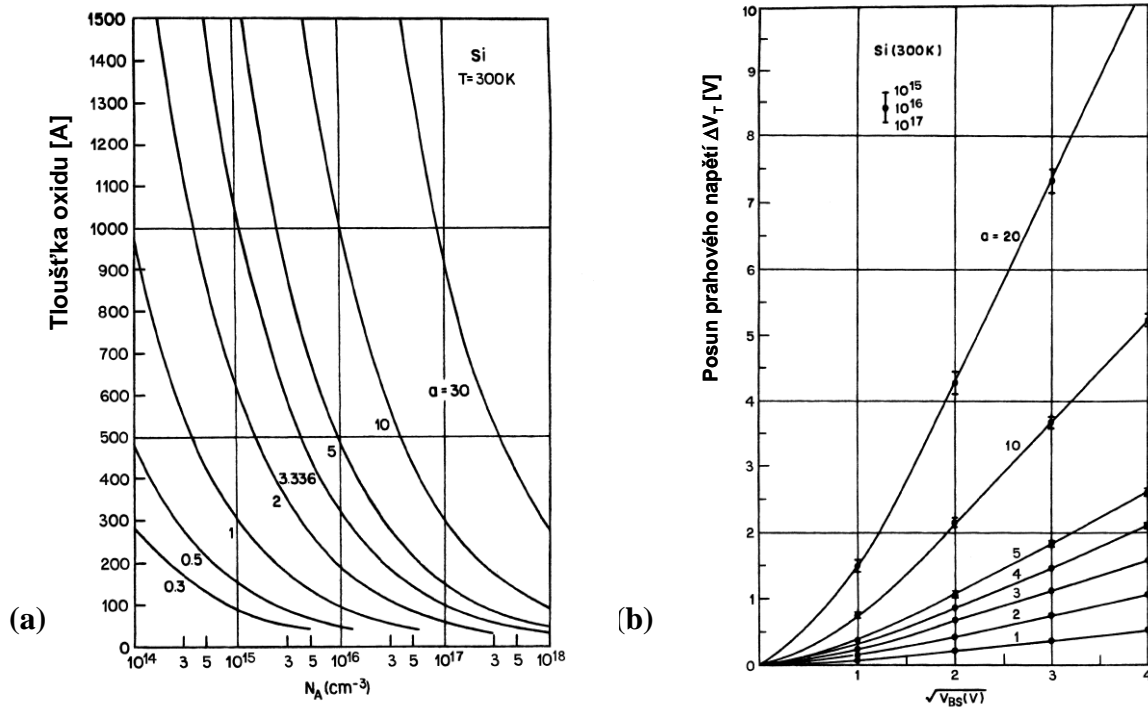
$$\text{kde} \quad a \equiv \sqrt{2}(\epsilon_s / L_D) / C_i = \sqrt{2}(\epsilon_s / \epsilon_i)(d / L_D) \quad (4.24)$$

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{p_{po}q^2}} = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{qp_{po}\beta}} \quad (4.25)$$

a

$$\beta = \frac{q}{kT} \cdot \quad (4.26)$$

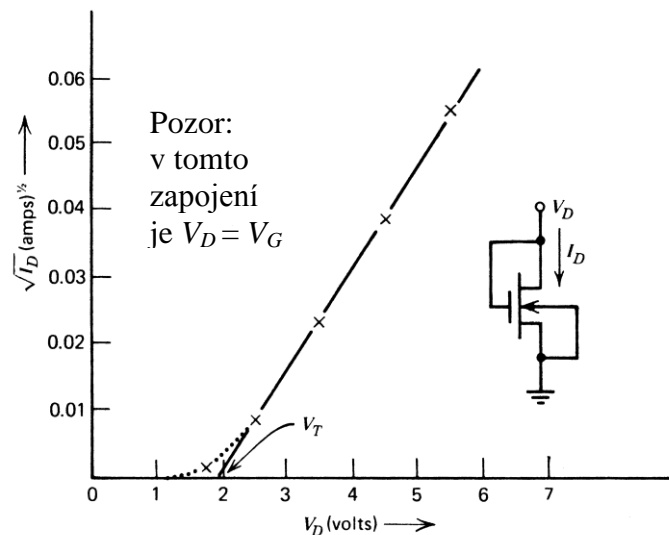
Relace mezi tloušťkou oxidu a koncentrací pro různé hodnoty parametru **a** - viz rovnice 4.24 ukazuje obr.4.9 [8].



Obr. 4.9 (a) Tloušťka oxidu versus koncentrace substrátu pro různé hodnoty parametru **a**.

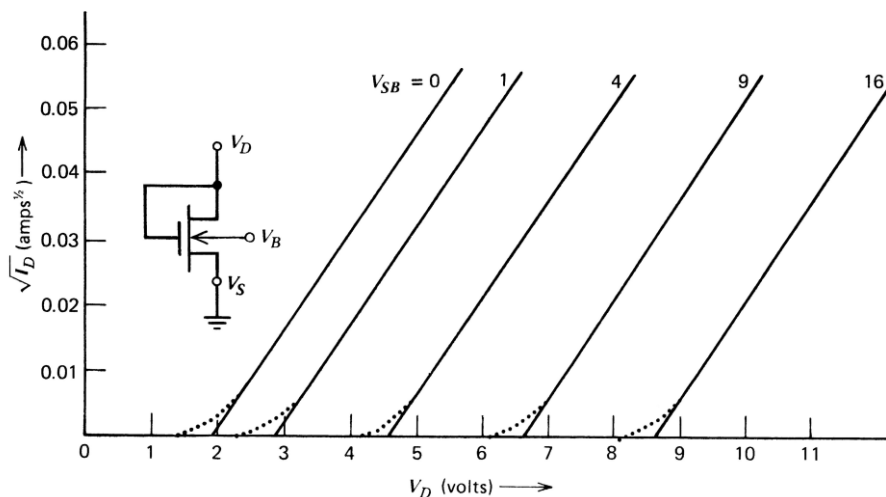
(b) Posun prahového napětí ΔV_T v závislosti na napětí mezi substrátem a sourcem U_{BS} .

Pro snadné určení prahového napětí se s výhodou používá graf převodní charakteristiky v saturační oblasti, na jehož vertikální osu je vynesena druhá odmocnina drainového proudu $\sqrt{I_D}$ - viz obr.4.10. Jde o měření v tzv. dvojpólovém zapojení, ve kterém je hradlo spojeno s drainem a substrát je připojen k source. V převodní charakteristice pro saturační oblast je proud I_{Dsat} kvadraticky závislý na napětí V_G (v našem zapojení je $V_G=V_D$) podle rovnice (4.19), proto se zobrazí v naší souřadné síti jako přímka. Vyjimku tvoří odchylka charakteristiky od kvadratické závislosti v oblasti malých proudů (v obr, je znázorněna tečkovaně). Prahové napětí je definováno průsečíkem přímky s napěťovou osou.



Obr.4.10 Graf $\sqrt{I_D}$ versus V_D pro n-kanálový MOSFET v saturaci včetně obvodového zapojení. Prahové napětí je definováno průsečíkem přímky s napěťovou osou.

Připojíme-li mezi source a substrát (body) závěrné napětí V_{SB} - viz obr.4.11 můžeme snadno měřit posun převodní charakteristiky podél napěťové osy $V_G=V_D$, který odpovídá „body“ efektu.



Obr.4.11 Grafy $\sqrt{I_D}$ versus V_D ukazující vliv předpětí V_{SB} mezi source a substrátem (podložkou). Pozorovaný posun prahového napětí podél napěťové osy V_D odpovídá rovnici (4.23)

4.6 Modulace délky kanálu [9]

VA charakteristika odvozená pro saturační oblast – viz rovnice (4.19) předpokládá, že délka kanálu L je konstantní a proto je drainový proud nezávislý na drainovém napětí, jak je vidět na obr.4.6 nebo obr.4.7. Experimentálně naměřené charakteristiky viz obr. 4.4 však ukazují, že I_D v saturaci mírně narůstá při zvyšování drainového napětí V_D . V obr.4.12 jsou nakresleny čtyři stavy inverzního kanálu pro čtyři různá napětí V_D . Část obrázku 4.12 (a) a 4.12 (b) odpovídá lineární oblasti, obr.4.12 (c) znázorňuje začátek saturace (kanál končí u okraje drainu, což je pinch off bod) a konečně v obr.4.12(d) je znázorněná situace v silné saturaci (patrně je zkrácení kanálu o ΔL). Efekt zkrácení kanálu je tím větší, čím kratší je kanál.

V lineární oblasti drainový proud I_D roste s růstem napětí V_D , avšak, jak se toto napětí blíží k saturaci tj $V_D = V_{Dsat}$, sklon drainového proudu I_D se blíží nule. Pro $V_D > V_{Dsat}$ neklesne I_D k nule ale naopak mírně roste se vzrůstem V_D . Tento vzrůst je zanedbatelný pro tranzistor s dlouhým kanálem, u krátkého kanálu, kdy je jeho délka L srovnatelná s jeho zkrácením ΔL je vzrůst I_D s V_D již nezanedbatelný. Je to způsobeno tím, že v bodě pinch-off je stále konstantní napětí V_{Dsat} bez ohledu na další zvýšení drainového napětí směrem do saturace, kanál se však postupně zkracuje – tedy odpor kanálu postupně klesá a to vede k uvedenému vzrůstu drainového proudu v saturaci u krátkého kanálu.

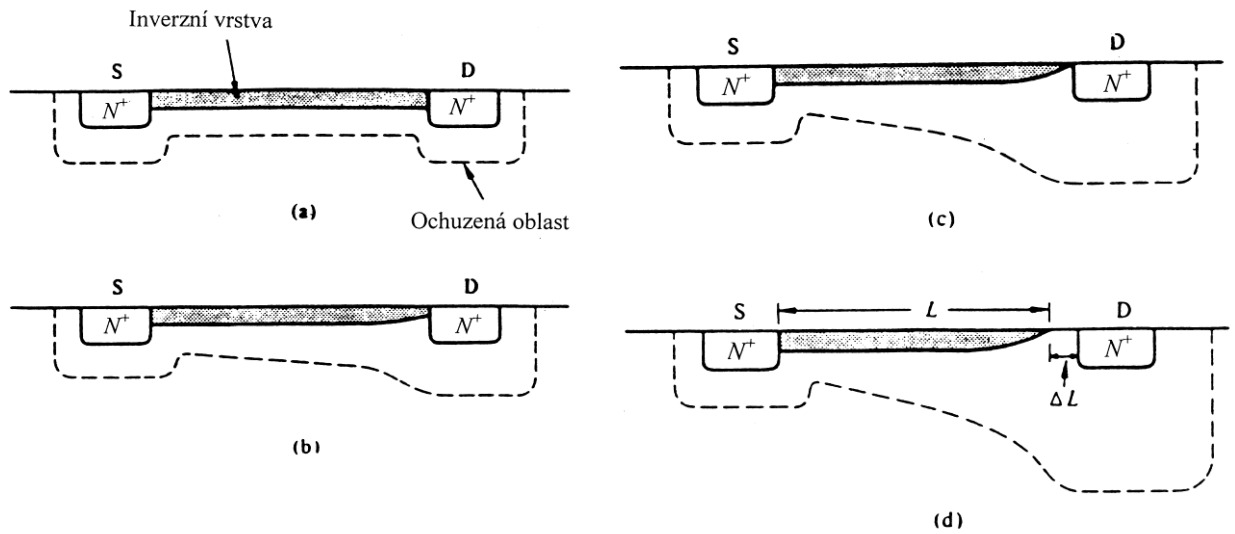
Poznamenejme, že polarita elektrického pole je taková, že mobilní nosiče jsou tlačeny z objemu křemíku směrem k rozhraní Si-SiO₂ a to od source až po bod pinch-off. Od bodu pinch-off až po okraj drainu má elektrické pole opačnou polaritu, takže mobilní nosiče jsou v této oblasti odtlačovány od oxidu směrem do křemíkového substrátu.

Zkracování kanálu v saturaci je také známo jako modulace délky kanálu. V obr.4.13 je tento jev zobrazen. Rozhraní mezi lineární a saturační oblastí, pro které platí, že $V_{DS} = V_{Dsat}$, je označeno čerchovaně. VA charakteristiky v saturační oblasti jsou dvojí. Ty, které jsou rovnoběžné s napěťovou osou odpovídají proudu drainem v saturaci bez uvažování zkrácení kanálu tj. proud podle formule $I_{Dsat} = \frac{mZ}{L} \mu_n C_i (V_G - V_T)^2$ (chybí zde závislost na drainovém napětí V_{DS}) anebo případ dlouhého kanálu, kde $L \gg \Delta L$.

Charakteristiky I_{Dsat} respektující zkrácení kanálu je možné vyjádřit formulí

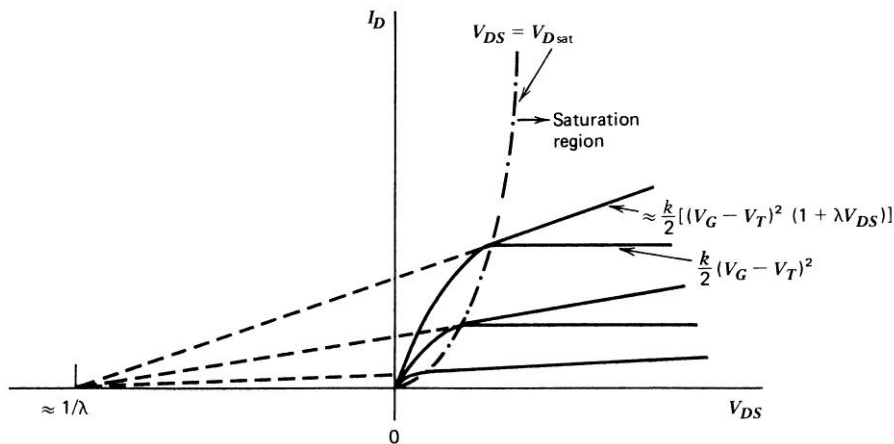
$$I_{Dsat} = \frac{k}{2} (V_G - V_T)^2 (1 + \lambda V_{DS}) \quad (4.27)$$

Hodnota *parametru modulace délky kanálu* λ je typicky v intervalu 0.1 až 0.01 V⁻¹. Porovnáme-li obr.4.13 pro MOSFET s odpovídajícím obrázkem výstupních charakteristik pro BJT je evidentní, že parametr $1/\lambda$ (u MOSFETu) je napětí, které je podobné Earlyho napětí u bipolárních tranzistorů.



Obr.4.12 Délková modulace kanálu, zobrazení různých fází funkce MOSFET pro $V_{GS} > V_T$

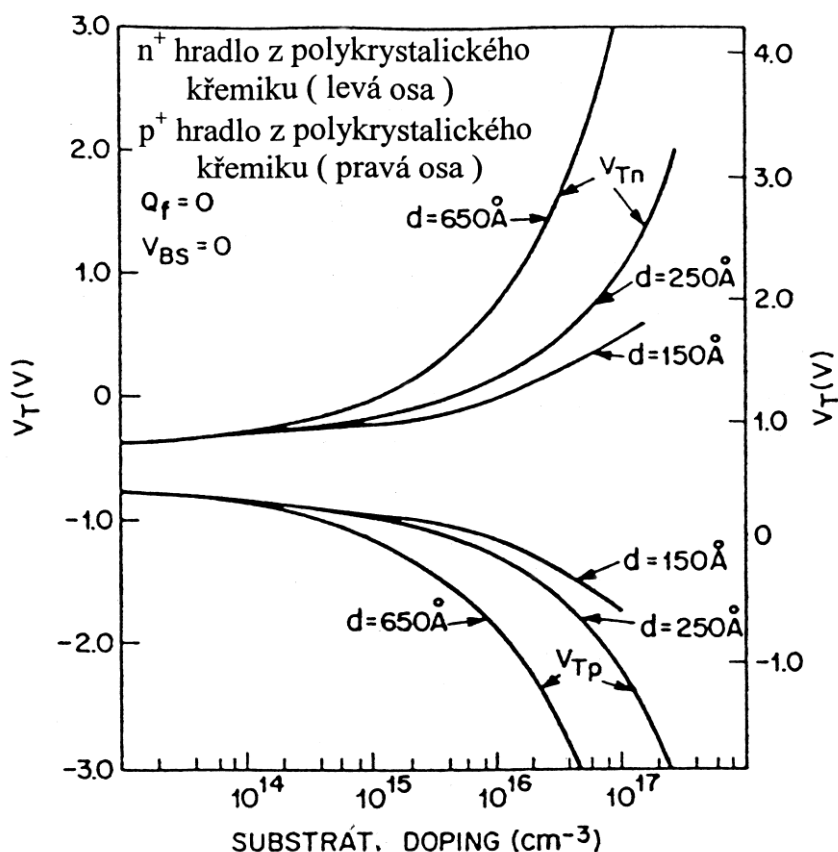
- (a) $V_{DS} = 0V$
- (b) Kanál (inverzní vrstva) zúžený při $V_{DSat} > V_{DS} > 0$
- (c) Pinch-off
- (d) Zkrácení kanálu



Obr. 4.13 Výstupní (I_D versus V_{DS}) charakteristiky n-kanálového MOSFETu ukazující efekt modulace délky kanálu [6].

4.7 Prahové napětí a jeho nastavení [9]

Na obr.4.14 jsou vypočítána prahová napětí n-kanálového tranzistoru (V_{Tn}) a p-kanálového tranzistoru (V_{Tp}) jako funkce dotace jejich podložky, pro n+ hradlo z polykrystalického křemíku (levá osa) a pro p+ hradlo z polykrystalického křemíku (pravá osa). Křivky jsou nakresleny pro tloušťku oxidu $d = 0.15\mu m$, $0.25\mu m$ a $0.65\mu m$. Křivky uvedené v obr.4.14 jsou vypočítány pro nulový náboj v oxidu a na rozhraní oxid-křemík a pro $V_{BS} = 0$.



Obr.4.14 Prahové napětí a jeho nastavení.

Potřebujeme-li posunout prahové napětí při konstantní tloušťce hradlového oxidu, musíme změnit koncentraci příměsí v kanálové oblasti tranzistoru. Nejjednodušší metoda pro tento účel je iontový implant, který lze provést selektivně do předem určené oblasti pomocí fotolitografického maskování.

Dávka kanálového implantu je pak daná:

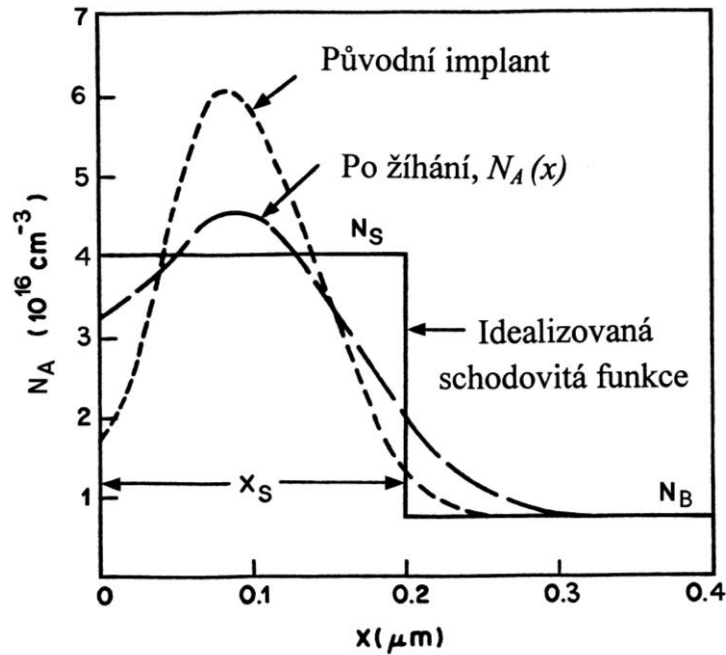
$$(N_S - N_B)x_s = \int_0^{\infty} [N_A(x) - N_B] dx = D_I \quad (4.28)$$

Rozložení implantovaných příměsí bezprostředně po implantaci a žíhání a aproximace schodovitou (obdélníkovou) funkcí jsou znázorněny v obr.4.15. Je-li tloušťka implantované vrstvy po zažhání (v obr.4.15 označena jako x_s) dostatečně tlustá, pak je prahové napětí dáno výrazem:

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_B + \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A (2\phi_B + V_{BS})}}{C_{ox}} + \frac{qD_I}{C_{ox}} \quad (4.29)$$

a posun prahového napětí je:

$$\Delta V_T = V_T(D_I) - V_T(D_I = 0) = \frac{qD_I}{C_{ox}} \quad (4.30)$$



Obr.4.15. Koncentrační profil implantované oblasti pod hradlovým oxidem. Původní implant je rozšířen (rozdifundován) termickým žiháním. Pravoúhlý schodkovitý profil je použit k aproximaci skutečného koncentračního profilu [10], [7].

V případě, kdy x_s – viz obr.4.15 je širší než maximální šířka ochuzené vrstvy pod silnou inverzí W_m , je možno povrchovou oblast považovat za homogenně dopovanou s koncentrací N_s . Prahové napětí je dáno rovnicí 4.22, kde N_s je nahrazeno N_A a ψ_B odpovídá N_s .

V případě, kdy $W_m > x_s$, je třeba formuli 4.29 pro prahové napětí V_T modifikovat na základě řešení Poissonovy rovnice v nových podmínkách [7]:

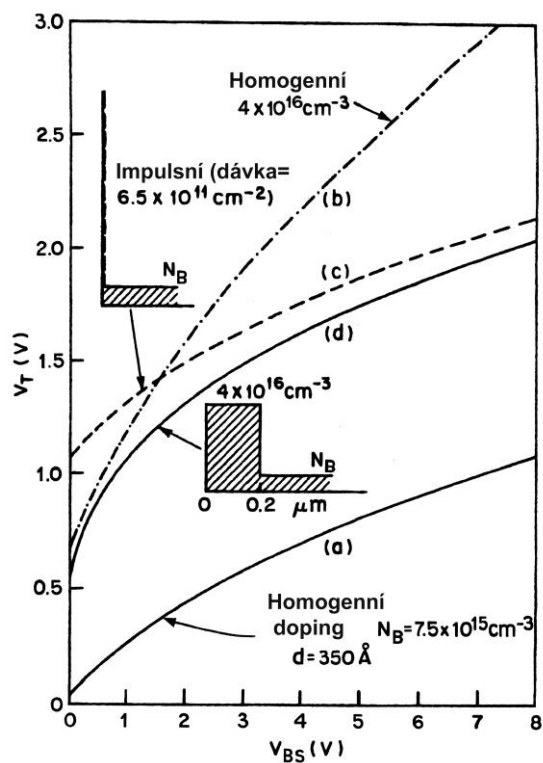
$$V_T = V_{FB} + \psi_s + \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_B}}{C_{ox}} \left(\psi_s + V_{BS} - \frac{qx_s}{2\epsilon_s} D_I \right)^{1/2} + \frac{qD_I}{C_{ox}} \quad (4.31)$$

Prahová napětí vypočítaná podle formulí 4.29 a 4.31 jako funkce napětí V_{BS} odpovídající různým koncentračním profilům jsou v obr.4.16.

Zvýšení prahového napětí zvýšením homogenní koncentrace substrátu vzroste citlivost na napětí V_{BS} tj. vzroste vliv „body efektu“ – porovnej obr.4.16(a) s obr.4.16(b).

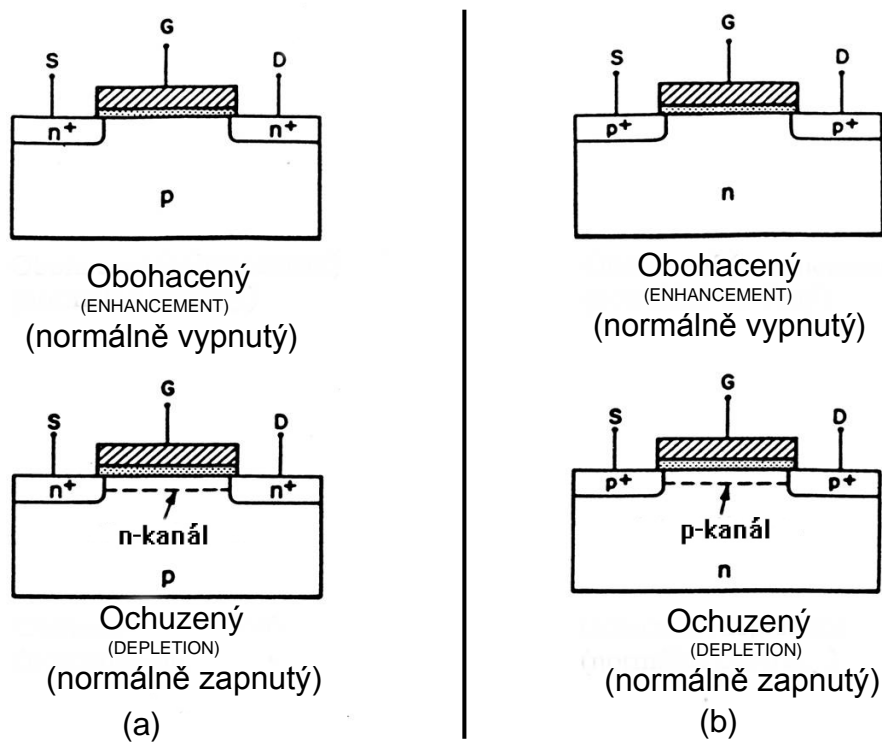
Chceme-li jen posunout prahové napětí, ale zároveň udržet nízkou citlivost k V_{BS} , např. takovou, která odpovídá nízké koncentraci příměsí N_B podle obr.4.16(a), pak je třeba zvýšit povrchovou koncentraci tak, aby bylo dosaženo požadované hodnoty prahové napětí ale hloubka odpovídala jen x_s . To je případ obr.4.16(d).

Pokud je hloubka implantované vrstvy velmi malá $W_m \gg x_s$, ale dávka odpovídá požadovanému posunu prahového napětí, pak dostaneme závislost prahového napětí na napětí V_{BS} , která odpovídá obr.4.16(c).



Obr.4.16 Vypočítaná citlivost prahového napětí V_T na závěrném napětí V_{BS} mezi substrátem a sourcem pro různé koncentrace příměsí v substrátu resp. v kanálové implantované vrstvě [10], [7].

4.8 Typy MOSFETů [7].



Obr.4.17 Základní typy MOSFETů. a) n -kanálový, b) p -kanálový

Obecně rozlišujeme čtyři různé typy MOSFETů v závislosti na typu inverzní vrstvy. Je-li vodivost v kanálu velmi nízká pro nulové napětí na hradle musíme připojit na hradlo kladné napětí abychom vytvořili n -kanál. Tento typ odpovídá normálně vypnutému (enhancement = obohacený mód) n -kanálovému MOSFETu.

Existuje-li již při nulovém napětí na hradle n -kanál, pak musíme připojit na hradlo záporné napětí, abychom ochudili koncentraci nosičů v kanálu a snížili tak kanálovou vodivost. Tento typ se nazývá normálně zapnutý (depletion = ochuzený mód) n -kanálový MOSFET.

n -kanálový MOSFET v obohaceném módu a v ochuzeném módu jsou zobrazeny v obr.4.17(a). Podobně máme p -kanálový normálně vypnutý (enhancement = obohacený mód) a normálně zapnutý (depletion = ochuzený mód) MOSFET zobrazený v obr.4.17(b).

Elektrické symboly, převodní a výstupní charakteristiky všech čtyřech typů MOSFETů jsou v obr.1.18.

TYP	Elektrické symboly	výstupní charakteristiky	převodní charakteristiky
N – kanal Obhacený (normálně zavřený)			
N – kanal Ochuzený (normálně otevřený)			
P – kanal Obhacený (normálně zavřený)			
P – kanal Ochuzený (normálně otevřený)			

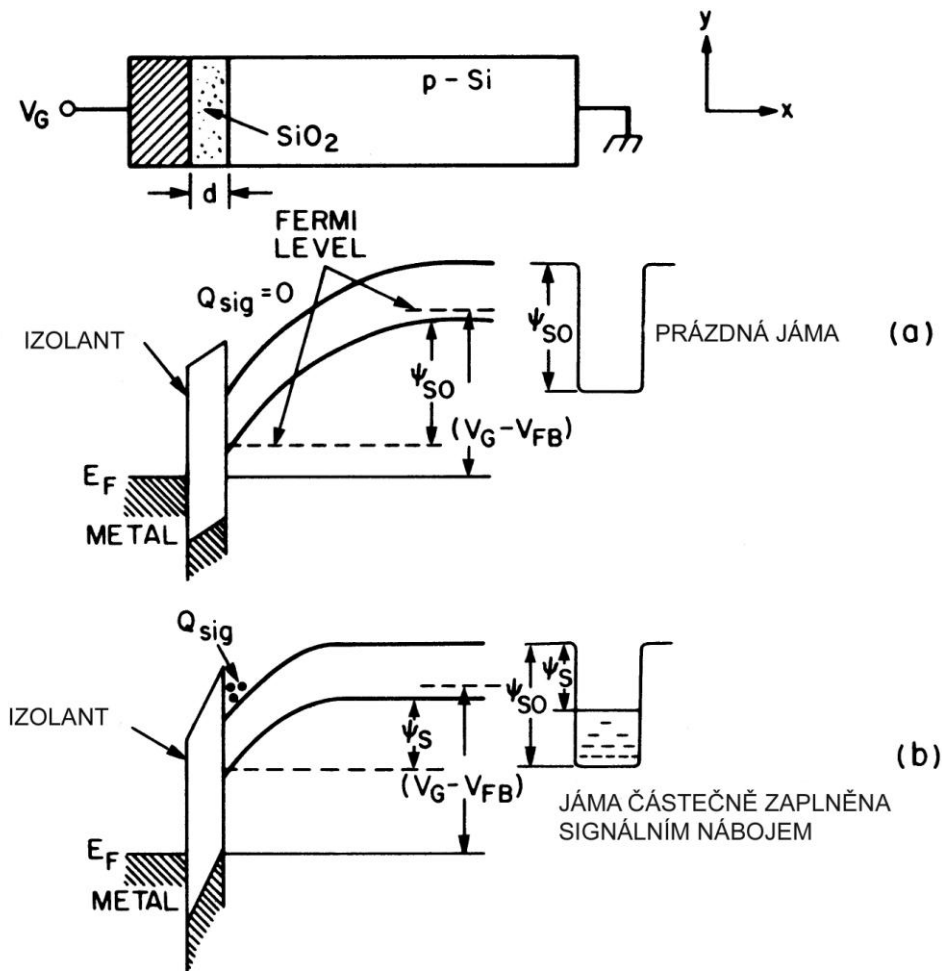
Obr.4.18 Elektrické symboly, přenosové charakteristiky a výstupní charakteristiky čtyř typů MOSFETů.

4.9 Aplikace MOS kapacitorů a MOS tranzistorů

V této části je uvedeno několik nejúspěšnějších aplikací součástek využívajících povrchového efektu elektrického pole.

4.9.1 Nábojově vázané prvky CCD.

Nábojově vázaná součástka (Charge Coupled Device – CCD) je v podstatě seskupení těsně přilehlých MOS diod. Při činnosti součástky je informace reprezentovaná určitým množstvím elektrického náboje nazývaným nábojový balík (packet). To je rozdíl od obvyklých součástek, ve kterých se pracuje napětovými a proudovými úrovněmi. CCD prvky využívají sekvence hodinových napětových pulzů k posunu náboje z buňky do buňky. MOS diodové seskupení je předepjato do hlubokého ochuzení a nábojový balík může být skladován a transportován řízeným způsobem napříč polovodičovým substrátem. Základními typy CCD jsou prvky s povrchovým kanálem (SCCD) a prvky s utopeným kanálem (BCCD). V SCCD je náboj skladován a přenášen u povrchu polovodiče, zatímco v BCCD je koncentrace příměsí v polovodičovém substrátu modifikována tak, že skladování a přenos nábojového balíku probíhá v objemu polovodiče pod povrchem.



Obr.4.19 Energetický pásový diagram MOS diody s povrchovým kanálem.

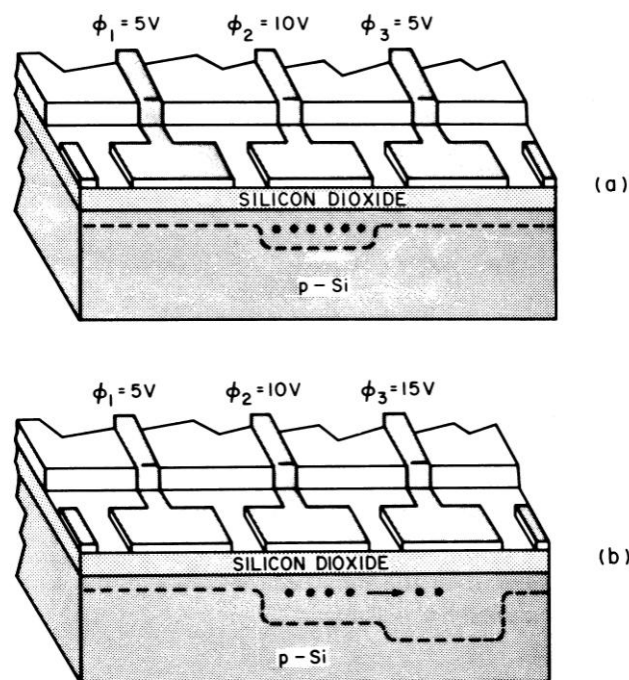
(a) Ohyb pásu v hlubokém ochuzení a prázdné potenciálové jámě.

(b) Ohyb pásu u rozhraní Si-SiO₂ a částečně zaplněna potenciálová jáma.

Skladování náboje.

MOS dioda provozovaná v hlubokém ochuzení je základním prvkem CCD (s povrchovým kanálem). Na obr.4.19 je zobrazen energetický pásový diagram pro hluboké ochuzení s nulovým signálním nábojem ($Q_{sig} = 0$), kde ψ_{so} je povrchový potenciál, a $(V_G - V_{FB})$ je efektivní připojené hradlové napětí. Napětí připojené na kovovou metal-gate elektrodu budeme nyní nazývat hradlové napětí V_G a V_{FB} je posun napětí pro vyrovnání pásů (flat-band voltage shift). V obr.4.19 je zobrazena také potenciálová jáma vytvořená potenciálovým minimem u povrchu polovodiče. Pro $Q_{sig} = 0$, je jáma prázdná.

Je-li signální nábojový balík skladován u povrchu polovodiče, povrchový potenciál klesá v závislosti na naplňování potenciálové jámy jak je ukazuje obr.4.19(b).



Obr.4.20 Příčný řez třífázovou nábojem vázanou součástkou CCD.

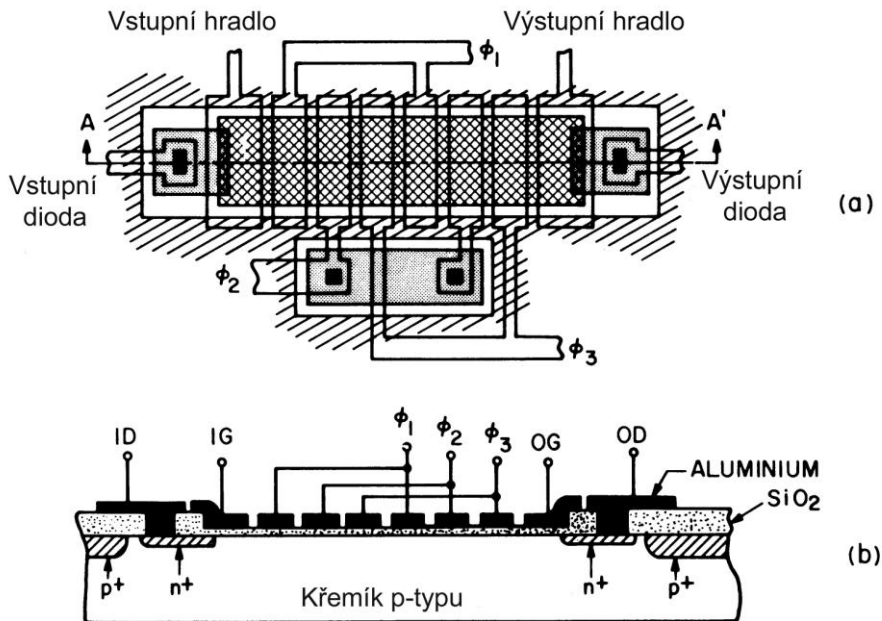
(a) Vysoké napětí na ϕ_2 . (b) ϕ_3 pulzuje na vyšší napětí pro přenos náboje.

Základní CCD struktura

Příčný řez typickou třífázovou strukturou CCD je na obr.4.20. Základní součástka sestává z matice těsně vedle sebe umístěných MOS diod na spojitě izolační (oxidové) vrstvě, která pokrývá polovodičový substrát. Střední hradlo na obr.4.20(a), které má vyšší připojené napětí, slouží jako nábojový skladovací prvek. Pokud je pravé hradlo pulzně přepnuto na vyšší napětí náboje se začnou přelévat z pod středního hradla pod pravé hradlo – viz obr 4.20(b).

Na obr.4.21 je zobrazena třífázová n -kanálová CCD struktura společně s jejími základními vstupními a výstupními strukturami. Šest diod nebo elektrod připojených k ϕ_1 , ϕ_2 , a ϕ_3 hodinovým linkám tvoří hlavní těleso CCD; vstupní dioda, vstupní hradlo, výstupní dioda a výstupní hradlo jsou prvky, které injekují a detekují nábojové balíky do a z CCD tělesa.

CCD struktura v tomto provedení představuje sériový posuvný register, který transportuje sekvenci nábojových balíků ze vstupní diody k výstupní diodě. Počet hradel určuje také zpoždění daného nábojového balíku při přenosu registrem. Tato součástka je závislá na elektronické injekci nosičů ze vstupní diody.



Obr.4.21 n -kanálová nábojem vázaná součástka. (a) Layout součástky. (b) příčný řez podél AA'.

CCD struktura může pracovat také s nábojovými balíky, které byly vytvořeny generací světlem v potenciálové jámě a v jejím blízkém okolí. Sběrné MOS diody (kondenzátory) sestavené do matice pak vytvářejí nábojový obraz v ploše matice. Dávka dopadajícího světla tu odpovídá množství světlem vygenerovaných nosičů v každé potenciálové jámě (diodě). Při dostatečně dlouhém čase se však všechny sběrné diody naplní, rozdíly množství náboje v jednotlivých diodách se smažou a nábojový obraz odpovídající rozložení intenzity světla v matici zmizí. Čipy senzorů, jak se tyto součástky nazývají, musí proto pracovat v dynamickém režimu. Každá řada sběrných diod musí být paralelně připojena k posuvnému registru a v určitých časových intervalech se náboj ze sběrných diod přelije do příslušných buněk v registru. Tímto způsobem je pak realizována dvojrozměrná zobrazovací matice. Sběrné diody se vyprázdňují a informace, které v nich byly se paralelně převedou do AD převodníku odkud je možné je detekovat ve formě sériové sekvence různě velikých nábojů nesoucích obrazovou informaci. Tyto sekvence se pak mohou uložit dočasně do standardních pamětí a dále využívat pro zobrazení.

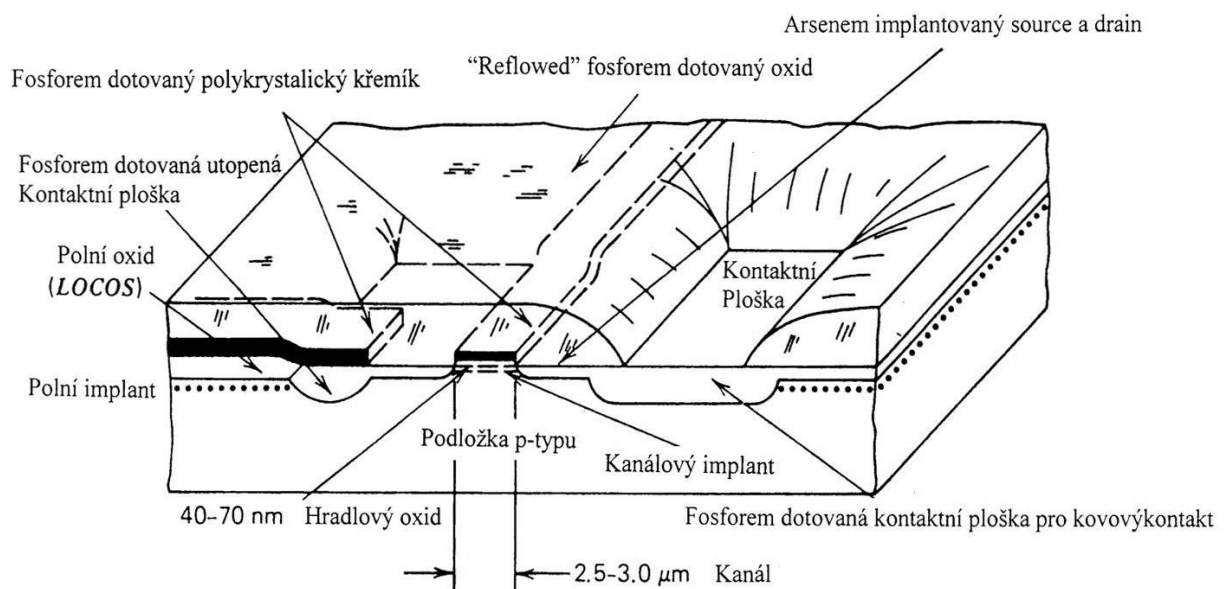
CCD struktura je však monochromatická a reaguje pouze na intenzitu světla, sama neumí rozlišovat barvy. Barevné senzorové CCD čipy mají proto obvykle sběrné diody opatřené barevnými filtry. Tři základní barvy filtrů (červená, zelená a modrá) stačí na vytvoření barevného obrazu. Použitím filtrů vzniknou tři obrazy tvořené vždy jen nábojem pohyblivých nosičů

v jednotlivých sběrných diodách, avšak nyní buňky mající stejný filtr vytvářejí již obraz, který odpovídá barvě tohoto filtru.

Objev principu CCD struktur v AT&T Bell Labs (Willard Boyle a George E. Smith) se datuje do roku 1969. Boyle a Smith získali za tento objev Nobelovu cenu v 2009. Následovaly vývojové aplikace zvláště pak v oblasti sensorových zobrazovacích čipů co způsobilo revoluční přechod k digitalizaci fotografických kamer a videokamer.

4.9.2 MOSFET v provedení LOCOS

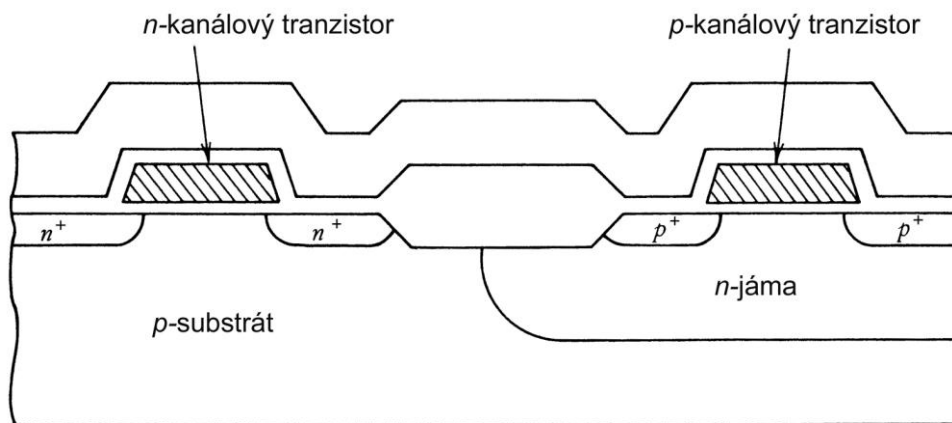
Na obr.4.22 je zobrazena struktura n-kanálového MOSFETu, tak jak se začala používat po nástupu křemíkové planární technologie v šedesátých letech minulého století. Základním rysem této struktury je tlustý, tzv. polní oxid, ve kterém jsou vytvořena okna s oxidem tenkým, tzv. aktivní oblastí (active area). Aktivní oblasti slouží k realizaci jednotlivých MOS tranzistorů a dalších součástek. Tento systém je vytvářen technologií lokální oxidace přes nitridovou masku, kdy se selektivně naroste tlustý oxid v otevřených oknech masky. Po narostení tohoto oxidu se nitridová maska odstraní a naroste se nový tenký oxid v aktivních oblastech. Pak je možné aplikovat standardní MOS technologii. Tlustý polní oxid má podstatně vyšší prahové napětí ve srovnání s hradlovým oxidem. To umožňuje bezproblémové propojení jednotlivých součástek, aniž by došlo k jejich povrchovému prozkratování parazitními inverzními kanály pod metalovými spoji. Pokud napětí na metalizaci není vyšší, než prahové napětí pod polními oxidy otevření parazitních kanálů pod metalizací nehrozí.



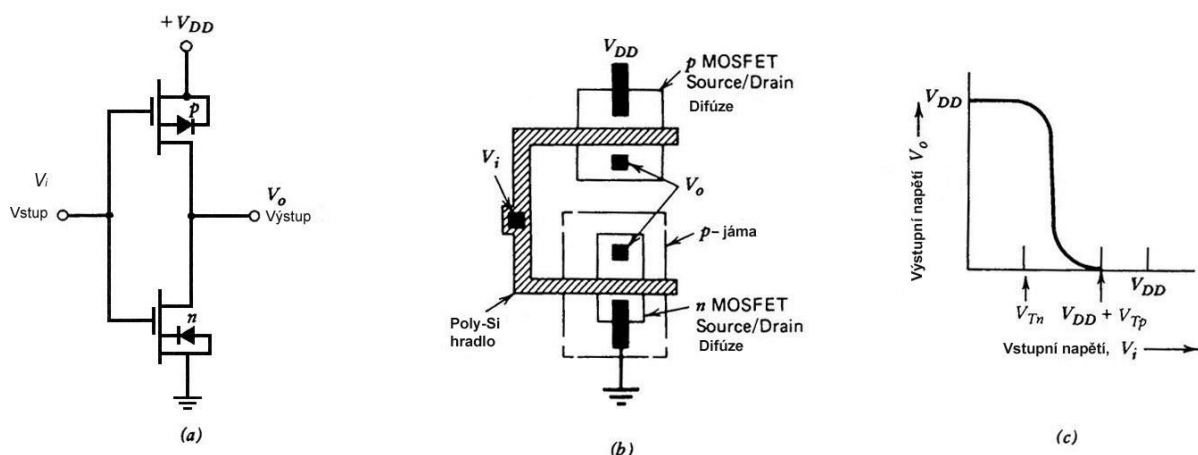
Obr.4.22 Hlavní rysy MOSFET tranzistoru v provedení LOCOS s využitím iontové implantace a hradla z polykrystalického křemíku.

4.9.3 Struktura CMOS (Complementary MOS transistors)

Extrémní význam v oblasti komerčního využití integrovaných obvodů mělo a dodnes má zavedení technologie CMOS. Je to komplementární technologie umožňující v jednom už výše popsaném procesu LOCOS na stejné křemíkové desce vyrobit současně *n*-kanálový a *p*-kanálový MOS tranzistor. CMOS struktura zobrazena na obr.4.23 využívá *p*-substrát do kterého je nadifundována *n*-jáma. Strukturu lze realizovat i na *n*-substrátu s *p*-járou. Jsou tak vytvořeny dvě oblasti s opačným typem vodivosti, ve kterých je pak možné postupně realizovat oba komplementární MOS tranzistory. Tato struktura přináší ohromný dizajnerský komfort - viz např. obr.4.24.



Obr.4.23. Příčný řez paměťovou buňkou CMOS používanou v RAM paměti. Typické parametry: Délky kanálu jsou 1.2 μm (*n*-kanál) a 1.1 μm (*p*-kanál), tloušťka hradlového oxidu je 25nm a hloubka přechodu drain a source je 0.4 μm pro *p*-kanál a 0.3 μm pro *n*-kanál. Plocha buňky paměti je 137 μm^2 .



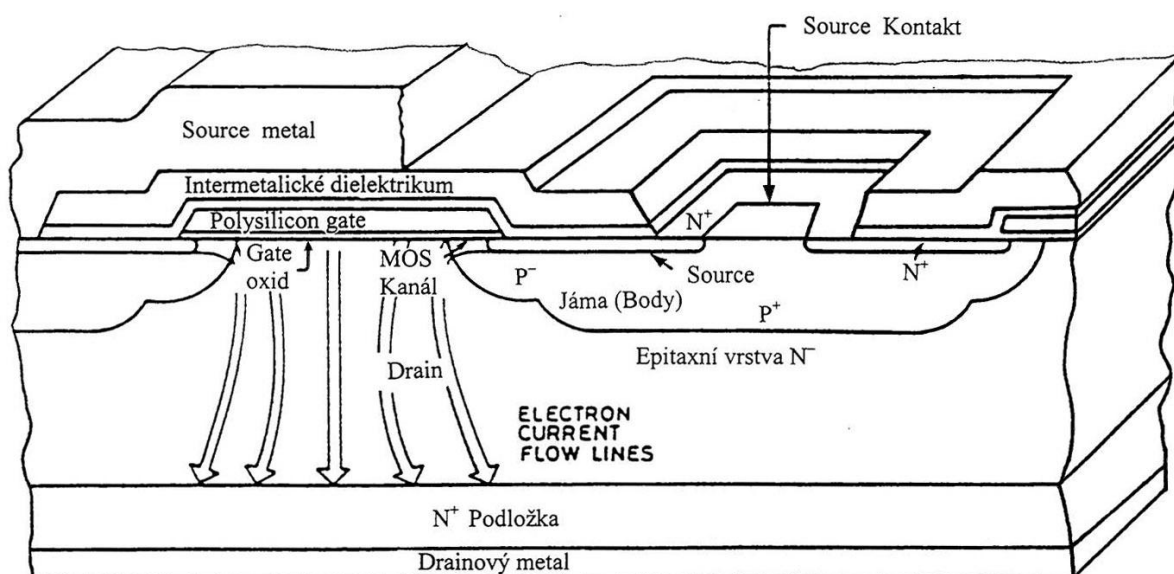
Obr.4.24 Invertor v provedení CMOS.

- (a) elektrické schéma,
- (b) layout invertoru s *p*-járou,
- (c) napěťová přenosová charakteristika

Současné technologie umožnily zmenšit horizontální strukturu CMOS buňek hluboko do submikronové oblasti, což umožnilo návrh nových CMOS senzorů. Jde o několika tranzistorové buňky s akumulací fotodiodou, které umožňují až 10x vyšší citlivost ve srovnání s CCD senzory a kapacitu významně převyšující 10 Megapixelů. Tyto senzory jsou používány v současnosti do většiny profesionálních digitálních fotografických kamer a videokamer.

4.9.4 Struktura výkonového tranzistoru VDMOS

Standardní MOS a CMOS technologie umožňují realizaci výkonového MOS tranzistoru jen za cenu zvětšení spotřebované plochy layoutu. Na obr. 4.25 je řez strukturou tranzistoru VDMOS, která tento problém částečně řeší. Délka kanálu je tvořena rozdílem vydifundování v laterálním směru mezi source n^+ a jámou p^- . Drainový proud teče ze source každé buňky nejprve paralelně s povrchem a pak vertikálně do společného drainu, který je tvořen n-epitaxní vrstvou s kontaktem na zadní straně desky. Tato struktura se využívá především jako diskretní prvek, neboť je jen problematicky integrovatelná do běžných MOS nebo CMOS obvodů.

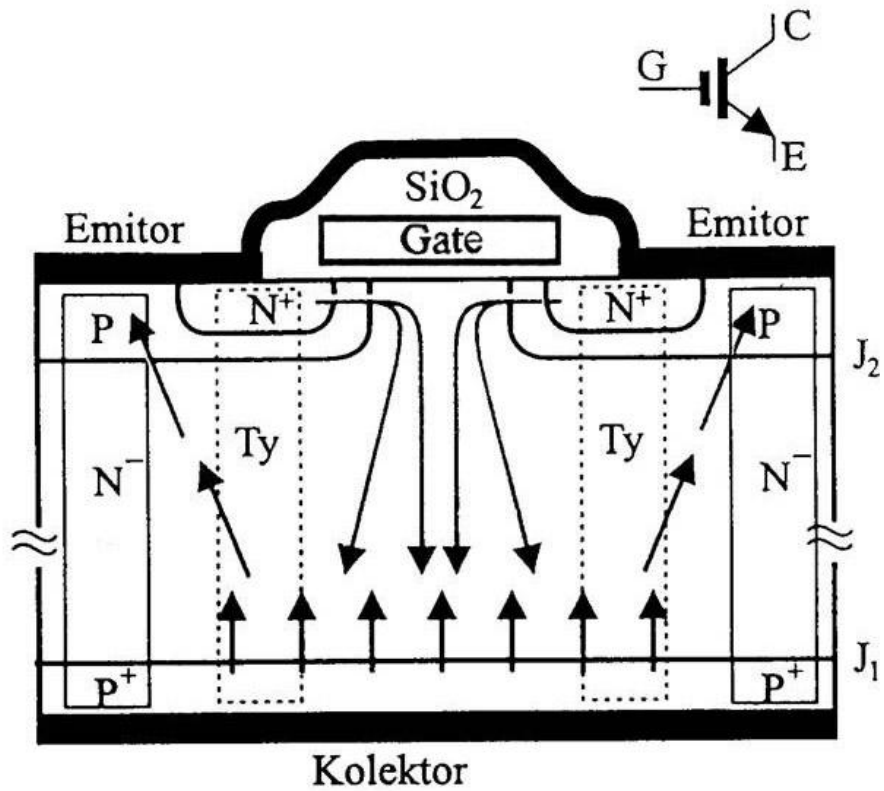


Obr.4.25 Řez strukturou tranzistoru VDMOS
(VDMOS = Vertical Double Difused MOS)

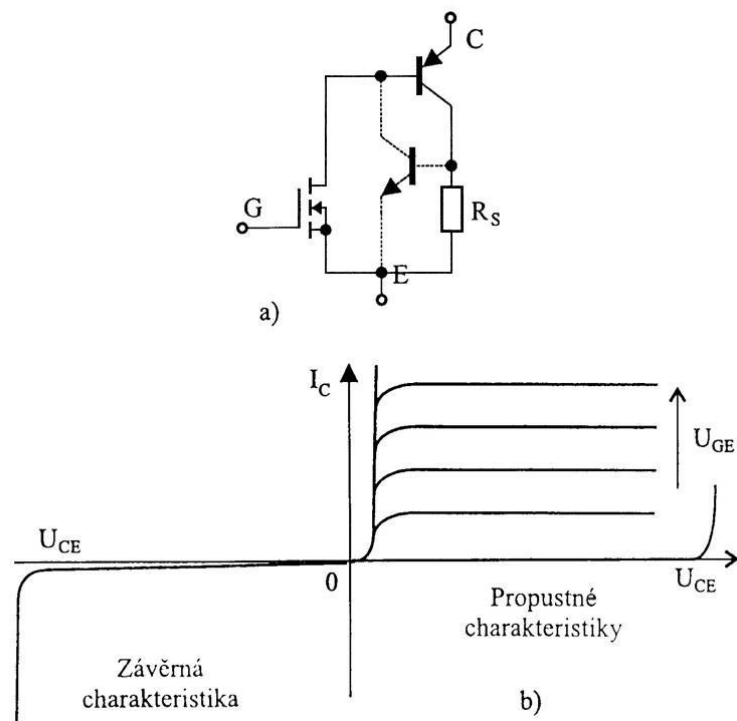
4.9.5 Struktura výkonového tranzistoru IGBT

Na rozdíl od výkonového tranzistoru VDMOS, který je založen pouze na principu efektu povrchového elektrického pole (MOSFET) výkonový tranzistor IGBT kombinuje MOSFET tranzistor s tranzistorem BJP (Bipolární přechodový tranzistor) – viz obr.4.26. Na obr.4.27(a) je zjednodušený náhradní obvod s kombinací tranzistorů pnp a npn, které v této integraci mohou tvořit parazitní tyristor (viz také obr.4.26, kde je označen jako TY). Na obr.4.26(b) jsou uvedeny výstupní charakteristiky IGBT.

IGBT mají multibuňkovou strukturu umožňující dosáhnout velký výkon. Vyrábějí se především jako diskretní výkonové tranzistory pracující při vysokých napětích (typicky 600V, 1200V,...). Moderní IGBT se vyrábějí v několika verzích (např. non punch-through, punch-through, trench...)



Obr.4.26 Řez strukturou tranzistoru IGBT.
 (IGBT = **I**nulated **G**ate **B**ipolar **T**ransistor)



Obr.4.27 (a) Zjednodušený náhradní obvod IGBT
 (b) Výstupní V-A charakteristiky IGBT

Literatura ke kap. 4

- [1] J.E. Lilienfeld, U.S. Patent 1,745,175 (1930)
- [2] O.Heil, British Patent 439,457 (1935)
- [3] W.Shockley a G.L.Pearson: "Modulation of Conductance of Thin Films od Semiconductors by Surface Charges," *Phys. Rev.*, 74, 232 (1948).
- [4] D. Kahng a M.M. Atalla:"Silicon-Silicon Dioxide Field Induced Surface Devices," IRE Solid-State Device Research Conference, Carnegie Inst. of Tech.,Pittsburgh,1960
- [5] A.S. Grove: *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, John Wiley.N.Y.1967
- [6] R.S.Muller, T.I.Kamins: *Device Electronics for Integrated Circuits*, John Wiley.N.Y.1986
- [7] S.M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley, 1985
- [8] J.R.Brews:"Subthreshold Behavior OF Uniformly and Nonuniformly Doped Long-Channel MOSFET ," *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-26, 1282 (1979)
- [9] Stanley Wolf: *Silicon Processing for the VLSI Era, Vol.3: The Submicron MOSFET Lattice Press*
- [10] V.L. Rideot, F.H. Gaensslen, ad A. LeBlanc: "Device Design Consideration for Ion Implanted n-channel MOSFETs," *IBM J. Res. Dev.*,p.50 {Jan.1975).