

Děkuji Doc. RNDr. Petru Sládkovi, CSc. za vedení diplomové práce, dále děkuji Mgr. Jířímu Šťastnému, PhD. za pomoc při měřeních a morální podporu. Poděkování patří také panu Oldřichu Krejčíkovi za technickou pomoc a zázemí na katedře fyziky PdFMU.

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval sám a použil jen literaturu, uvedenou v seznamu literatury.

Souhlasím, aby výtisk diplomové práce byl uložen v knihovně Pedagogické fakulty Masarykovy Univerzity a zpřístupněn ke studijním účelům.

## Obsah

1. Úvod.....	5
2. Teorie polovodičů .....	7
2.1. Polovodiče .....	7
2.2. Pásová teorie.....	8
2.3. Fotovodivost.....	10
2.3.1. Definice, související pojmy a procesy .....	10
2.3.2. Měření fotovodivosti .....	11
2.3.3. Elektrická vodivost, aktivační energie.....	12
2.4. Metody měření koeficientu absorpce $\alpha(h\nu)$ - principy .....	12
2.4.1. Měření propustnosti - optická spektroskopie.....	12
2.4.2. PDS (Photothermal Deflection Spectroscopy) .....	13
2.4.3. CPM (Constant Photocurrent Method).....	13
2.5. Stanovení hustoty stavů v pohyblivostní mezeře .....	15
2.5.1. Úvod .....	15
2.5.2. Výpočet hustoty hlubokých stavů v pohyblivostní mezeře .....	15
2.5.3. Matematický popis hustoty stavů v pohyblivostní mezeře.....	17
2.6. Metastabilita materiálů na bázi a-Si:H .....	21
2.6.1. Projev a vratnost změn.....	21
2.6.2. Princip některých modelů S-W jevu.....	22
2.6.3. Metody zjišťování míry změn v materiálu během degradace.....	23
2.7. Struktury amorfnní, polymorfnní a mikrokrystalické .....	23
2.7.1. Technologie výroby .....	23
2.7.2. Amorfnní křemík .....	24
2.7.3. Polymorfnní křemík.....	24
2.7.4. Mikrokrystalický křemík .....	25
2.7.5. Srovnání a-Si, pm-Si a $\mu\text{c-Si}$ .....	25
2.8. Struktura P-I-N .....	27
2.8.1. Vlastnosti struktury P-I-N, sledované CPM .....	27
2.9. Tranzistory řízené elektrickým polem s izolovaným hradlem-MOSFET .....	28
2.9.1. Princip činnosti tranzistorů MOS .....	29
2.9.2. Základní typy tranzistorů MOS .....	30
2.9.3. Tenkovrstvé tranzistory, řízené elektrickým polem .....	31

2.10. Vliv elektrického pole na rozložení volných částic s nábojem v polovodiči ...	32
2.10.1. Ideální struktura MIS .....	32
2.10.2. Reálná struktura MIS .....	35
3. Experimentální část .....	37
3.1. Popis použitých vzorků, zapojení do el. obvodu .....	37
3.2. Popis komor pro uchycení vzorků .....	39
3.3. Aparatura pro měření metodou CPM .....	41
3.4. Výpočetní systémy pro dekonvoluci spektrální závislosti $\alpha(h\nu)$ .....	42
3.5. Postup určení aktivační energie $E_a$ .....	43
3.6. Zdroj světla pro degradaci (stručný popis) .....	43
4. Výsledky měření a jejich vyhodnocení .....	44
4.1. Vzorek M61A .....	44
4.1.1. VA charakteristika .....	44
4.1.2. Aplikace CPM .....	46
4.2. Vzorek 301191 .....	65
4.3. Vzorek 102143 .....	69
5. Závěr .....	74
6. Seznam použitých znaků a symbolů .....	75
7. Seznam literatury .....	77
Resume .....	79

# 1. Úvod

Chemický prvek křemík patří k nejrozšířenějším surovinám, uplatňujícím se v lidské činnosti. Je základní komponentou polovodičových materiálů, kterou využívají četné technologie ke konstrukci výrobků, ovlivňujících životní úroveň i životní prostředí.

Historicky nejvýznamnější bylo využití krystalického křemíku k výrobě usměrňovacích polovodičových součástek, které vyústilo v pozdější mohutný rozvoj informačních technologií.

Jinou formou Si, nacházející nyní uplatnění a perspektivu do budoucnosti, je amorfni hydrogenovaný křemík (a-Si:H). Je využíván zejména k výrobě fotovoltaických panelů; jeho použití snižuje výrobní náklady (tloušťka vrstvy přibližně 1  $\mu\text{m}$  a-Si:H má srovnatelnou účinnost s několikanásobně mohutnější vrstvou (0.3mm) krystalického křemíku), v kombinaci s dalšími prvky jako S, Cd, In, Se, Te dochází ke zvyšování účinnosti panelů, mezi perspektivní se řadí možnost depozice vrstev na bázi a-Si:H na podklady, podobné ohebné folii. Uvedená pozitiva kompenzují jeden z nedostatků a-Si:H, kterým je snížení účinnosti přeměny světelné energie na elektrickou při dlouhodobém ozáření.

V současné době jsou známy dvě cesty pro budoucí zvýšení účinnosti solárních článků. Populárně řečeno: jedna se soustředí na hledání vhodných příměsových prvků pro a-Si:H, druhá zkoumá mikrostrukturu materiálu a jeho složek, které by zabezpečily dobrou konverzi slunečního záření, ale svou atomární strukturou neumožňovaly fotoelektronům jinou cestu než ke kolektoru.

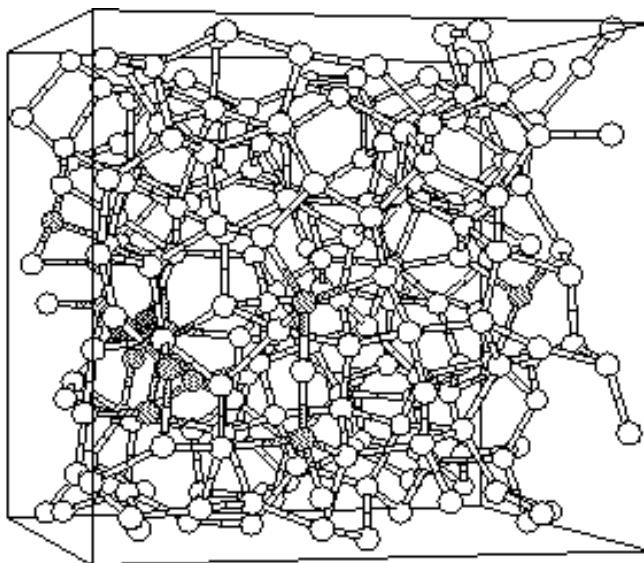
Křemík v různých konfiguracích se uplatňuje také v konstrukci velkoplošné matice FE tranzistorů, umožňujících funkci ploché obrazovky.

Významnou charakteristikou krystalických polovodičů je pásová struktura (parametry-vzdálenost valenčního a vodivostního pásu, poloha Fermiho hladiny, apd.). U amorfniích polovodičů ztrácí pásový model praktický význam. Vlastnosti energetického spektra popisuje lépe funkce hustoty stavů  $g(E)$ . Parametry materiálu, které obsahuje  $g(E)$ , lze ovlivnit podmínkami při tvorbě materiálu, ale také fyzikálními podmínkami při charakterizaci.

Tato práce se zabývá studiem fotoelektrických vlastností MISFET struktury amorfniího hydrogenovaného křemíku metodou konstantního fotoproudu, změnami spektrální

závislosti koeficientu absorpce pro různá napětí na řídicí elektrodě struktury FET. Částečně je věnována pozornost metastabilitě vrstvy.

Diplomovou práci můžeme rozdělit na tři celky. První má za cíl předložit ucelenou teorii problematiky amorfních polovodičů, popsat metody charakterizace vzorků a teorii vlastností struktur MIS a FET, odpovídající použitým vzorkům. Teorie má poskytnout dostatek informací pro analýzu a vyhodnocení experimentálně získaných dat. Druhý celek je tvořen stručným popisem použitých vzorků, experimentálních zařízení a výpočetních systémů. Ve třetí části se nachází výsledky experimentálně získaných dat a jejich analýza. Výstupem je dekonvoluce spektra koeficientu absorpce, s poukazem na nárůst a pokles hustoty hlubokých stavů a změny polohy Fermiho hladiny. Konečným výstupem je obraz funkce hustoty stavů v pohyblivostní mezeře.



*Obrázek 1-1: Prostorové znázornění struktury a-Si:H  
(přejato z [25])*

## 2. Teorie polovodičů

### 2.1. Polovodiče

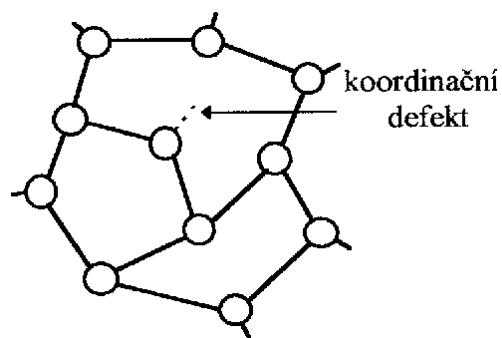
Polovodiče lze definovat jako látky se zakázaným pásem menším než 2,5 až 3 eV, jejichž elektronovou, resp. děrovou vodivost lze změnit zavedením malé koncentrace aktivních příměsí a jejichž vlastnosti závisí na elektrických a magnetických polích, na teplotě, tlaku a osvětlení. Vlastnosti závisí též na struktuře polovodičové látky. Elementární polovodiče, zejména prvky čtvrtého sloupce Mendělejevovy soustavy - C, Si, Ge, Sn, -se čtyřmi valenčními elektrony, díky nimž se uskuteční pevná kovalentní vazba, vytváří prostorové uspořádání diamantové mřížky.

Nahrazení atomů jinými prvky s různou mocností vede ke složitějšímu uspořádání. Převládá-li hustota volných elektronů nad hustotou děr, mluvíme o polovodiči typu N, jinak o typu P. Jiným druhem poruchy v uspořádání krystalové mřížky může být chybějící atom v uzlu mřížky (vakance) nebo přebývající atom příměsí (intersticiál).

Nejvyšší stupeň neuspořádanosti mají amorfnní látky, které lze vyrábět kondenzací z plynné fáze na chlazený podklad, přičemž tloušťka vrstvy by neměla překročit hodnotu několika  $\mu\text{m}$ . Pro amorfnní vrstvy lze použít Se, Te, Sb, Ge, Si. Technický význam mají amorfnní vrstvy křemíku, které se zhotovují rozkladem vodíkové sloučeniny křemíku za přítomnosti vodíku. Vzniká hydrogenovaný amorfnní křemík a-Si:H, který je velmi vhodný pro výrobu velkoplošných slunečních článků [10].

Tyto amorfnní látky vykazují polovodičové vlastnosti, protože zůstává zachován pořádek v uspořádání nejbližších sousedů atomové struktury. Zde je možné poukázat na velké množství organických sloučenin, které mohou mít také vlastnosti polovodičů.

I amorfnní struktury však mohou mít poruchy obsazení vazeb, nazývané koordinační defekty. Příkladem koordinačního defektu může být nenasycená vazba - obr.2-1 [2].



obrázek 2-1: Koordinační defekt  
amorfnní struktury - nenasycená vazba

## 2.2. Pásová teorie

V krystalickém polovodiči se elektrony nachází jen v pásích dovolených energií, oddělených pásy zakázaných energií. Elektrické vlastnosti polovodiče nejvíce ovlivňují pozice valenčního a vodivostního pásu, určené šířkou zakázaného pásu. Mezi valenčním a vodivostním pásem (obecně) se nachází Fermiho hladina. Je to hladina, na které je pravděpodobnost obsazení stavu právě 0,5. Pod touto úrovní je pravděpodobnost větší než 0,5 a nad ní je pravděpodobnost obsazení stavu menší než 0,5 [10].

### Vlastní polovodič

Vlastní polovodič je definován tím, že volné elektrony ve vodivostním pásu pochází z valenčního pásu. Přes zakázaný pás se dostaly působením tepelné, optické nebo jiné formy energie. Vlastní polovodič neobsahuje aktivní příměsi. Fermiho hladina u intrinzičního (vlastního) polovodiče leží téměř uprostřed zakázané oblasti [10].

### Příměsový polovodič

Příměsový polovodič se tvoří zabudováním elektricky aktivních atomů do substitučních míst čistého vlastního polovodiče. Zabudováním donorů, tj. pro Ge a Si pěti-mocných atomů jako fosfor, arzén, antimon, vzniká typ N; koncentrace elektronů je větší než koncentrace děr,  $n > p$ . Typ P je definován podmínkou  $p < n$ , tvoří se zabudováním třímocných atomů, jako je bor, hliník, indium, galium do čtyřmocného základního polovodiče.

U polovodiče typu N leží Fermiho hladina blíž k vodivostnímu pásu, v polovodiči typu P blíž k valenčnímu pásu [10].

### Degenerovaný polovodič

Nachází-li se Fermiho hladina blíže než  $3kT$  od hranice zakázaného pásu, je vhodné používat Fermi-Diracovu statistiku, a elektronový plyn je degenerovaný. Degenerace se může vytvořit u vlastního polovodiče s malou šířkou zakázaného pásu nebo u příměsového polovodiče s nadměrnou koncentrací ionizovaných příměsí. Při kritické koncentraci příměsí leží Fermiho hladina na dolním okraji vodivostního pásu ( $E_F = E_C$ ,  $N_{D(\text{kritická})} = 10^{26} \text{ m}^{-3}$ ). Při nadkritické koncentraci donorů přechází Fermiho hladina do vodivostního pásu [10].



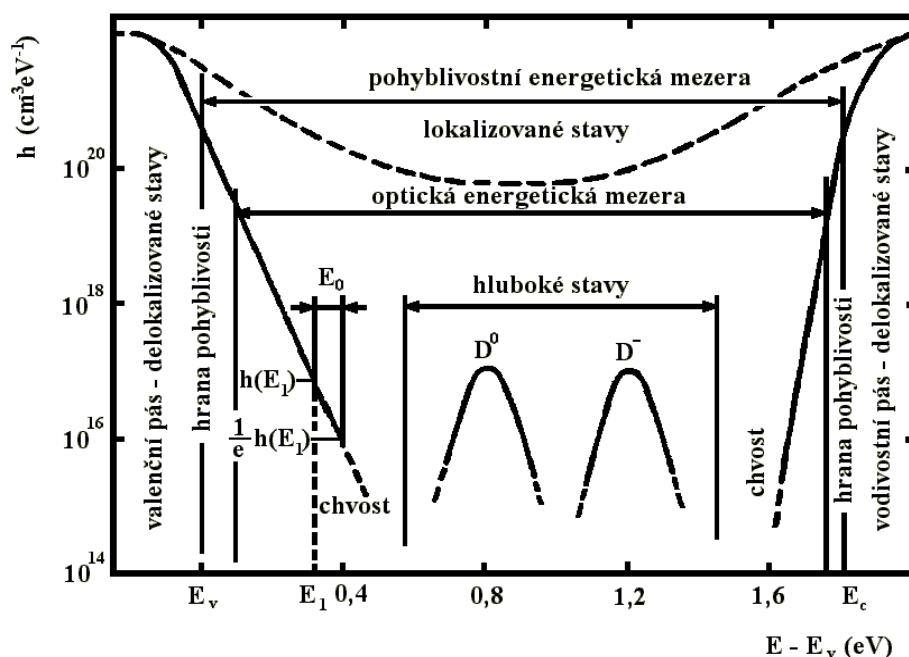
## Amorfní polovodiče, model rozložení hustoty stavů

Zabudování atomů v mimomřížkových polohách vede k vytvoření lokalizovaných energetických stavů v zakázaném pásu, které při velké koncentraci vede k rozmazání okrajů val. a vod. pásu. U amorfních látek, které představují nejvyšší stupeň neuspořádanosti, zanikne periodičnost uspořádání a tím ztrácí i pásový model, odvozený pro periodické uspořádání svůj praktický význam. Významnější charakteristikou energetického spektra v amorfních látkách se stává funkce hustoty stavů  $g(E)$ , která vyjadřuje počet dovolených stavů přepočítaný na jednotkový interval energie v objemové jednotce  $(\text{eV}\cdot\text{m}^3)^{-1}$ . Funkce  $g(E)$  amorfních polovodičů se vyznačuje vytvořením chvostů vodivostního a valenčního pásu do zakázaného pásu. Ten se takto úplně zaplní a pojem zakázaný pás už nemá význam. Mluví se proto o pohyblivostní mezeře, protože dovolené, ale lokalizované stavy v zakázané oblasti mohou sice být obsazeny elektrony, ale tyto elektrony nejsou pohyblivé (model Cohen, Fritzsche a Ovshinsky). Následkem vysoké hustoty stavů v mezeře bývají amorfní polovodiče necitlivé na příměsi a Fermiho hladina leží uprostřed mezery. U amorfního křemíku, který se získá rozkladem silanu ( $\text{SiH}_4$ ) doutnavým výbojem ve zředěné vodíkové atmosféře, váže vodík neúplné vazby a pronikavě sníží hustotu stavů v mezeře. Hydrogenovaný amorfní křemík a-Si:H lze dotovat přidáním  $\text{B}_2\text{H}_6$  nebo  $\text{PH}_3$  do atmosféry při tvorbě vrstev a stává se tak důležitým a levným tenkovrstvým polovodičem pro sluneční baterie [10].

Představa o průběhu funkce  $g(E)$  je znázorněna na obr.2-2. Charakteristickými oblastmi  $g(E)$  jsou mělké stavy (chvosty), navazující na vodivostní a valenční pás, a mezi nimi oblast hlubokých stavů.

Mělké stavy (chvosty), jsou důsledkem rozuspořádání původně krystalické mřížky (bývají nazývány intrinzickými). Strmost chvostu  $E_0$  odpovídá rozdílu energií stavů, jejichž hustota se změnila o řád. Strmost chvostu valenčního pásu  $E_{0V}$  se u a-Si:H pohybuje kolem 50 meV, hodnota  $E_{0C}$  (strmost chvostu vodiv.pásu) je kolem 25-35 meV. V pohyblivostní mezeře se dále nachází hluboké stavy, o nichž se předpokládá, že jsou tvořeny nenasyčenými vazbami (dangling bond) křemíku, které mají tři různé nábojové stavy  $D^0$ ,  $D^+$  a  $D^-$ .  $D^0$  je neutrální stav obsazený jedním elektronem,  $D^+$  reprezentuje kladný (elektronem neobsazený) stav a  $D^-$  je dvakrát obsazený záporný stav. Ani oblast hlubokých stavů není ostře ohraničena, vlivem rozuspořádanosti, a lze definovat pološířku přibližně  $\Delta E=0,1$  až  $0,2$  eV. (Z měření na nedopovaných vzorcích vychází přibliž-

ná poloha  $D^0$  0,95 eV od  $E_C$ , poloha  $D^-$  0,6 eV pod  $E_C$ . U dopovaného a-Si:H (typu n) leží hladina  $D^0$  asi 1,3 eV pod pohyblivostní hranou a  $D^-$  asi 0,9 eV pod  $E_C$ .) [2,5].

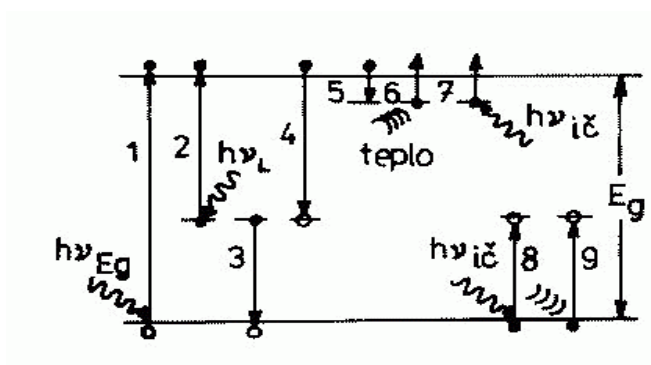


obrázek 2-2: Model rozložení hustoty stavů v a-Si:H(\_\_\_\_) a a-Si(- - -) (přejato z [1])

## 2.3. Fotovodivost

### 2.3.1. Definice, související pojmy a procesy

Fotovodivost je souhrnný název pro změny odporu vodiče, způsobené absorpcí záření. Procesy, podílející se na vytváření charakteristik fotovodivosti jsou schematicky naznačeny na obr.2-2.



obrázek 2-3: Procesy, podílející se na fotovodivosti (přejato z [12])

Přechod 1- znázorňuje excitaci elektronu z valenčního do vodivostního pásu fotoneem (tzv. vlastní absorpce), 2-excitace elektronu z lokální hladiny do vodivostního pásu

fotonem, 3-záchyt foto-excitované díry příměsovým centrem, 4-záchyt vodivostního elektronu dírou, 5-záchyt excitovaného elektronu záchytným centrem, 6-uvolnění takto zachyceného (5) elektronu do vodivostního pásu termickou energií, 7-uvolnění zachyceného elektronu do vodivostního pásu pomocí absorpce nízkoenergetického fotonu, 8-rekombinace díry, zachycené na rekombinačním centru s elektronem excitovaným z valenčního pásu, 9-přechod díry, zachycené na centru, zpět do valenčního pásu předáním tepla mříži.

Záchytné centrum (past)-má účinný průřez pro jeden typ nosiče, pro jiný typ nosiče je účinný průřez mnohem menší. Rekombinační centra-mají srovnatelné účinné průřezy pro záchyt obou typů nosičů [12].

### 2.3.2. Měření fotovodivosti

Přímé zjištění fotoelektrického jevu je možné např. pozorováním absorpce infračerveného záření volnými nosiči proudu (pouze pro polovodič, kterým může záření procházet, (viz kap. PDS)). Pohodlnější je zjišťováním fotoelektricky uvolněných nosičů měřením fotoelektrického proudu  $\Delta I$ , který prochází při vnějším napětí  $U$ , přiloženém na polovodič (v kterém působí elektrické pole  $F$ ). Pro homogenní vzorek s průřezem  $A$  platí pro fotoelektrický proud  $\Delta I$  :

$$\Delta I = A \cdot \Delta \sigma \cdot F \quad (1)$$

-kde přírůstek vodivosti  $\Delta \sigma$  závisí na toku absorbovaných fotonů dále na kvantovém výtěžku  $\eta$  a na době života  $\tau$  (doba mezi excitací a násl. rekombinací nosiče) nosiče náboje  $e$ , podle vztahu (2):

$$\Delta \sigma = (1 - R)N(1 - e^{-\alpha d}) \cdot \eta \cdot e \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot \tau \quad (2)$$

-kde  $(1-R)N(1-e^{-\alpha d})\eta$  reprezentuje generaci nosičů proudu,  $e(\mu_n + \mu_p)$  transport,  $\tau$  ovlivňuje transport i rekombinaci.  $R$  vyjadřuje odrazivost povrchu,  $N$ -počet dopadajících fotonů,  $\alpha$  - koeficient absorpce,  $d$  je tloušťka krystalu,  $n,p$ -koncentrace nosičů náboje,  $\mu$  - pohyblivost nosiče. Fotoelektrický proud lze vyjádřit vztahem (3)

$$\Delta I = A \cdot F \cdot (1 - R) N (1 - e^{-\alpha d}) \cdot \eta \cdot e \cdot (n\mu_n + p\mu_p) \cdot \tau \quad (3)$$

(POZN. Neuvažovali jsme vliv interferenčních jevů.)

Koeficient absorpce  $\alpha$  polovodiče je spektrálně závislý ( $\alpha=f(h\nu)$ ) a bude ukázáno později, že ze zjištěné závislosti  $\alpha=f(h\nu)$  je možné dekonvolucí odvodit charakteristiky funkce hustoty stavů  $g(E)$  v pohyblivostní mezeře [1,5].

### 2.3.3. Elektrická vodivost, aktivační energie

Pro temnotní vodivost polovodiče platí vztah:

$$\sigma_d(T) = e \cdot (n\mu_n + p\mu_p) \quad (4)$$

$n, p$  -koncentrace volných elektronů a děr. V amorfním nedopovaném a  $n$ -dopovaném polovodiči platí  $n\mu_n \gg p\mu_p$ , pak se výraz (4) zjednoduší na :

$$\sigma_d(T) = e \cdot n\mu_n \quad (5)$$

a dále platí:

$$\sigma_d(T) = \sigma_0 \cdot e^{-\left(\frac{E_a}{kT}\right)} \quad (6)$$

kde  $\sigma_0 = e \cdot \mu_n \cdot N_e$ ,  $N_e$  je efektivní hustota stavů pro hodnotu  $E_c$  (může se měnit s teplotou).  $E_a = E_c - E_f$  pro  $N$  dopované vzorky, pro  $p$ -dopované platí  $E_a = E_f - E_v$ .

Ve vhodném přiblížení můžeme uvažovat, že  $E_c - E_f$  se mění s teplotou jen velmi málo a  $E_a$  dává přibližnou hodnotu Fermiho hladiny [5].

## 2.4. Metody měření koeficientu absorpce $\alpha(h\nu)$ - principy

### 2.4.1. Měření propustnosti - optická spektroskopie

Metoda vhodná k nepřímému určení  $\alpha(h\nu)$  pro  $h\nu > 1,5$  eV. Propustnost  $T(h\nu)$  je dána poměrem  $I_{pm}/I_{pr}$ , kde  $I_{pm}$  je intenzita světla, prošlá přes měřený vzorek a  $I_{pr}$  je intenzita prošlá přes referenční vzorek. Uvedený způsob zjištění propustnosti vystihuje pouze

princip metody, mezi první korekce je třeba uvažovat zeslabení záření, procházející materiálem (exponenciální pokles intenzity) - více v [5,6].

Metoda je absolutní a vhodná k cejchování výsledků následujících metod.

#### 2.4.2. PDS (Photothermal Deflection Spectroscopy)

Metoda PDS spočívá na principu "zrcadličího" jevu, kdy dochází k ohybu pomocného paprsku v důsledku teplotní závislosti indexu lomu pracovní látky (např.  $\text{CCl}_4$ ), ve které je vzorek ponořen. Ohřev pracovní látky se uskutečňuje přenosem tepla z vrstvy, která je ohřívána absorbovaným dopadajícím svazkem fotonů. PDS tak umožňuje studium subgapové absorpce od 0,8 do 2,2 eV. Charakteristiku  $\alpha(h\nu)$  (PDS), ocejchovanou díky optické spektroskopii, lze použít k určení referenčních bodů pro ukotvení charakteristik, získaných z CPM, neboť v oblasti energií 1,5-1,7 eV mají charakteristiky  $\alpha=f(h\nu)$  totožný průběh, jsou detekovány stejné přechody z valenčního do vodivostního pásu.

#### 2.4.3. CPM (Constant Photocurrent Method)

Princip spočívá v určení absorpce z fotovodivosti (je to relativní metoda). Metoda konstantního fotoproudu byla poprvé použita ke studiu amorfních polovodičů Vaněčkem a kol. v roce 1981.

Lze studovat absorpci v pohyblivostní energetické mezeře přibližně v rozsahu 0,6 až 1,9 eV. Při porovnávání energií PDS a CPM lze usoudit na větší citlivost CPM než PDS v oblasti nízkých energií, CPM lze měřit jak absorpci vrstev, tak struktur, např. P-I-N, FET.

CPM je založena na jevu fotovodivosti. Pro fotoproud při ozáření jsme uvedli :

$$\Delta I = A \cdot F \cdot (1 - R) N (1 - e^{-\alpha d}) \cdot \eta \cdot e \cdot (n\mu_n + p\mu_p) \cdot \tau \quad (3)$$

V oblasti energií fotonů, kde je splněna podmínka  $\alpha \cdot d \ll 1$ , dále platí  $\mu_n \gg \mu_p$  a neuvažujeme interferenční jevy, dostaneme pro nedopovaný a-Si:H pro  $\Delta I$  vztah :

$$\Delta I \approx (1 - R) N (\alpha \cdot d) \cdot \eta \cdot e \cdot \mu_n \cdot \tau \cdot F \quad (7)$$

Jestliže chceme z fotoproudu  $\Delta I$  získat spektrální závislost  $\alpha(h\nu)$ , která v sobě nese informace o hustotě stavů v pohyblivostní mezeře, je třeba zvážit možnost spektrální závislosti  $R$ ,  $\mu$ ,  $\eta$ ,  $\tau$ .

- a) Závislost odrazivosti  $R(h\nu)$  je v oblasti energií, odpovídajících pohyblivostní mezeře, slabou funkcí energie.
- b) Při uvážení vlivu spektrální závislosti  $\mu$  vycházíme z předpokladu, že se transport uskutečňuje v jedné dominantní transportní cestě při celém energetickém rozsahu pro CPM.
- c) Kvantový výtěžek  $\eta \div 1$  pro teploty 150-300 K. Je to předpoklad, který podporují srovnání spekter CPM a PDS na stejném vzorku Vaněčkem a Kočkou, publikované v roce 1989 [5].
- d) Závislost doby života  $\tau(h\nu)$  rozebereme podrobněji. Hustota stavů v pseudozakázaném pásu (v a-Si:H není hustota stavů v zakázaném pásu zanedbatelná, proto označení pseudozakázaný pás) má spíše spojitý charakter, a proto centra, v nichž je pravděpodobnost generace stejná jako pravděpodobnost rekombinace volných nosičů označujeme demarkační hladiny a ve zjednodušení je označujeme jako kvazi-Fermiho hladiny  $E_{fn}$ ,  $E_{fp}$ . Koncentraci volných elektronů pak lze vyjádřit:

$$n = N_c \cdot e^{-\left(\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right)} \quad (8)$$

$N_c$ -hustota stavů na pohyblivostní hraně vodivostního pásu.

Jestliže se posune kvazi-Fermiho hladina  $E_{fn}$  se změnou intenzity dopadajícího záření, teploty, nebo vlnové délky záření, změní se počet rekombinačních center a také doba života  $\tau$ . Aby  $\tau(h\nu)$  byla konstantní, musí být stabilní demarkační hladiny. Když se nám podaří změnou dopadajících fotonů vždy udržet fotoproud  $\Delta I$  konstantní velikosti, pak máme zaručenu polohu (jedné dominantní) kvazi-Fermiho hladiny jako stabilizovanou a tedy i dobu života nosičů náboje neměnnou v průběhu celého experimentu. Pak:

$$\alpha(h\nu) \cong \frac{\text{konst.}}{N(h\nu)} \quad (9)$$

(N-počet fotonů o energii  $h\nu$  nutný k udržení  $\Delta I = \text{konst.}$ )

-Tento vztah je hlavní myšlenkou metody konstantního fotoproudu [1,5].

## 2.5. Stanovení hustoty stavů v pohyblivostní mezeře

### 2.5.1. Úvod

V jednoelektronové aproximaci je absorpční koeficient  $\alpha(h\nu)$  pro přechod elektronů z delokalizovaných nebo lokalizovaných stavů s hustotou  $h_i(E)$  do delokalizovaných nebo lokalizovaných stavů s hustotou  $h_f(E)$  popsán výrazem :

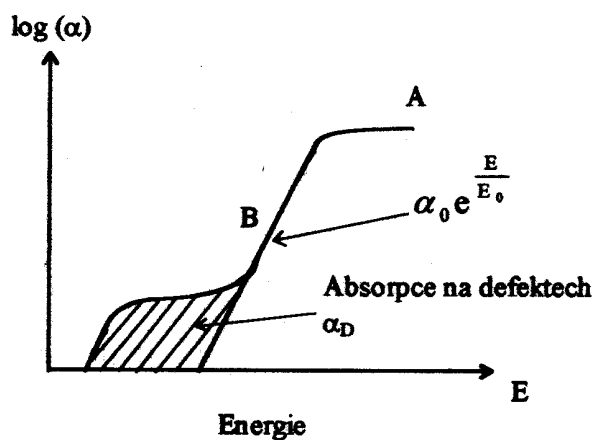
$$\alpha(h\nu) = \frac{C}{h\nu} \int h_i(E) f_i(E) h_f(E + h\nu) \cdot [1 - f_f(E + h\nu)] dE \quad (10)$$

kde integrujeme přes všechny dvojice počátečních  $h_i(E)$  a konečných  $h_f(E)$  stavů, vzdálených od sebe o energii  $h\nu$ . Konstanta  $C$  je slabě spektrálně závislá a zahrnuje v sobě index lomu a dipólové maticové elementy. Obsazení elektronových stavů je dáno Fermi-Diracovou obsazovací funkcí  $f(E)$  [1,13].

### 2.5.2. Výpočet hustoty hlubokých stavů v pohyblivostní mezeře

Při metodě CPM i PDS lze ve spektrální závislosti koeficientu absorpce pozorovat exponenciální část (obr.2-4.), která reprezentuje rozložení hustoty stavů ve chvostu valenčního pásu a lze ji vyjádřit Urbachovým vztahem :

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \cdot e^{\left(\frac{h\nu}{E_0}\right)} \quad (11)$$



Obrázek. 2-4: Příklad křivky koeficientu absorpce, stanovené z měření PDS vzorku  $a\text{-Si:H}$  (přejato z [13])

Pro výpočet hustoty hlubokých stavů existuje několik metod, které lze rozdělit do tří skupin, založených na :

- 1) integraci "nadbytečné" absorpce
- 2) dekonvoluci absorpčních spekter
- 3) stanovení hustoty hlubokých stavů z hodnoty koeficientu absorpce pro jednu určitou energii

ad 1) Tato metoda se nejvíce užívá pro výpočet hustoty hlubokých stavů ze spekter PDS, i přes jistá omezení. Extrapolací experimentální části "B" spektra do oblasti "C" se nám oddělí část nadbytečné absorpce, která se objevuje ve spektru díky efektivnímu příspěvku elektronů na nebo z hlubokých hladin. Bylo postulováno, že hustota hlubokých stavů se dá zapsat jako :

$$N_d = k \cdot \int_0^{E_{\max}} \alpha_{\text{exc}}(h\nu) d h\nu \quad (12)$$

kde  $k$  byla stanovena na  $k=7,9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ . Nedostatek této metody je proměnná horní mez integrálu  $E_{\max}$ , která se mění v závislosti na vzorku.

ad 2) viz kapitola 2.5.3

ad 3) Metoda stanovující  $N_d$  z hodnoty koeficientu absorpce pro určitou energii fotonů v části "C" (obr.2-4) vychází ze vztahu:

$$\alpha(h\nu_{\text{ref}}) = C(h\nu_{\text{ref}}) \cdot N_d \quad (13)$$

Jako referenční bod se většinou bere pro a-Si:H energie  $h\nu=1,2 \text{ eV}$  a pro tuto hodnotu energie byla navržena  $C(h\nu_{\text{ref}})=(2-3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$  [5,13].



### 2.5.3. Matematický popis hustoty stavů v pohyblivostní mezeře

Funkci hustoty stavů v pohyblivostní mezeře lze znázornit grafem na obr.2-2. Pro obsazení stavů ve valenčním a vodivostním pásu a jejich chvostech obecně platí Fermi-Diracova rozdělovací funkce. Pro obsazení hlubokých stavů, jejichž maxima neleží na Fermiho hladině (korelační energie  $U \neq 0$ ), explicitně Fermi-Diracova statistika neplatí. Uplatňuje se nová statistika, s rozdělovacími funkcemi  $f(P)$ ,  $f(N)$  nebo  $f(O)$  a pro rozložení hustot stavů pak platí obsah tabulky 2-2.

(POZN. referenční bod  $E = \varepsilon = 0$  eV je umístěn na okraji vodivostního pásu  $E_C = 0$  eV, pro parametry  $\varepsilon_C$  a  $\varepsilon_V$  v tabulce 2-22 platí:  $\varepsilon_C = E_C/2$ ,  $\varepsilon_V = E_V/2$ ).

EG	eV	šířka pseudozakázaného pásu
A	$\text{cm}^{-3}$	hustota hlubokých stavů
EC	eV	strmost chvostu vodivostního pásu
ED	eV	poloha energie píku hlubokých stavů D0
EF	eV	poloha Fermiho hladiny
EV	eV	strmost chvostu valenčního pásu
NO	$\text{cm}^{-3} \text{eV}^{-3/2}$	efektivní hustota stavů na hraně pásů
U	eV	korelační energie (vzdálenost píků hlubokých stavů)
W	eV	pološířka Gaussova rozdělení hlubokých stavů

tabulka 2-1: Popis dekonvolučních parametrů, charakterizujících funkci hustoty stavů

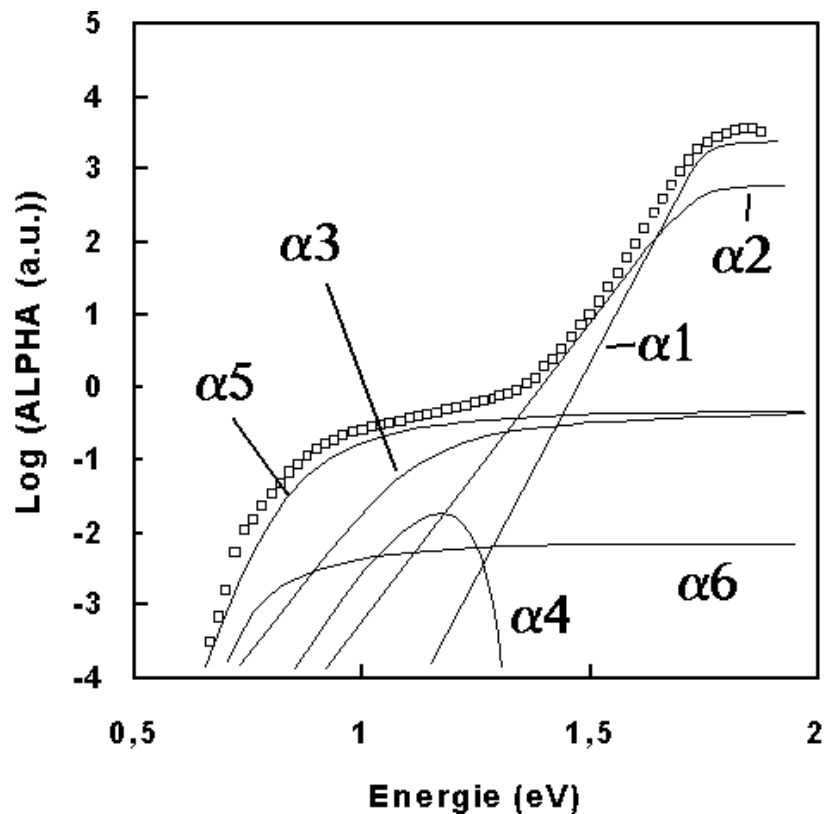
$f(\varepsilon) := \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - EF}{kT}\right)}$	Fermiho funkce
$Z(\varepsilon) := 1 + 2 \cdot \left[ \exp\left[\frac{-(\varepsilon - EF)}{kT}\right] \right] + \exp\left[\frac{-(2\varepsilon - 2\cdot EF + U)}{kT}\right]$	rozdělovací funkce
$fP(\varepsilon) := \frac{1}{Z(\varepsilon)}$	pravděpodobnostní fce obsazení hlubokého stavu D+
$f0(\varepsilon) := 2 \cdot \frac{\exp\left[\frac{-(\varepsilon - EF)}{kT}\right]}{Z(\varepsilon)}$	pravděpodobnostní fce obsazení hlubokého stavu D0
$fN(\varepsilon) := 1 - fP(\varepsilon) - f0(\varepsilon)$	pravděpodobnostní fce obsazení hlubokého stavu D-
$NCB(\varepsilon) := N0 \cdot \sqrt{\varepsilon + \varepsilon C}$	rozložení hustoty stavů v parabolické části vodiv. pásu
$NTC := N0 \cdot \sqrt{\varepsilon C}$	hustota stavů ve chvostu vodivostního pásu
$NCT(\varepsilon) := NTC \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon}{EC}\right)$	rozložení hustoty stavů ve chvostu vodivostního pásu
$NVB(\varepsilon) := N0 \cdot \sqrt{ \varepsilon + EG - \varepsilon V }$	rozložení hustoty stavů v parabolické části val. pásu
$NTV := N0 \cdot \sqrt{\varepsilon V}$	hustota stavů ve chvostu valenčního pásu
$NVT(\varepsilon) := NTV \cdot \exp\left(\frac{EG + \varepsilon}{-EV}\right)$	rozložení hustoty stavů ve chvostu valenčního pásu
$NDP(\varepsilon) := \frac{A}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot W^2}} \cdot \exp\left[\frac{-(\varepsilon - ED)^2}{2 \cdot W^2}\right]$	rozložení hustoty hlubokých stavů D+
$ND0(\varepsilon) := \frac{A}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot W^2}} \cdot \exp\left[\frac{-(\varepsilon - ED)^2}{2 \cdot W^2}\right]$	rozložení hustoty hlubokých stavů D0
$NDN(\varepsilon) := \frac{A}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot W^2}} \cdot \exp\left[\frac{-(\varepsilon - (ED + U))^2}{2 \cdot W^2}\right]$	rozložení hustoty hlubokých stavů D-

tabulka 2-2: Popis rozdělovacích funkcí a funkcí, charakterizujících hustoty stavů

Jak bylo uvedeno v kapitole 2.5.2., je koeficient absorpce pro energie  $h\nu$  dán výsledkem konvoluce hustoty stavů počátečních (plných) a koncových (prázdných):

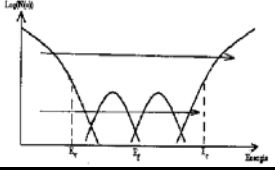
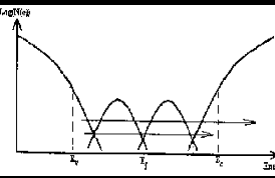
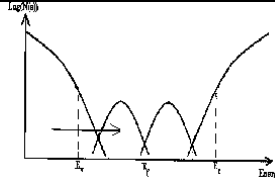
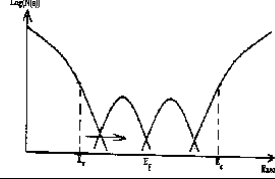
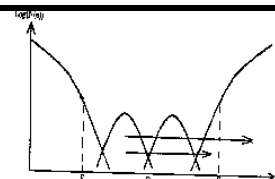
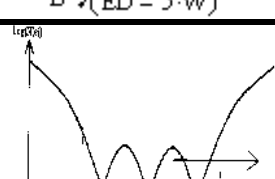
$$\alpha(h\nu) = \frac{C}{h\nu} \int_{E_f - h\nu}^{E_f} N_v(\varepsilon - h\nu) N_c(\varepsilon) d\varepsilon \quad (14)$$

Tento integrál můžeme počítat přes všechny možné stavy (možných typů přechodů je 12) a dostaneme tak příspěvky  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_{11}, \alpha_{12}$ , do celkového spektra koeficientu absorpce. Tabulka 2-3 vyjadřuje složení dílčích příspěvků, jejich popis a ilustrativní znázornění přechodů, kterými jsou tvořeny. Výrazy jsou přejaty z matematického softwaru MATHCAD7, kde byly meze integrálů a indexy "i" účelově upraveny. V tabulce uvedené koeficienty absorpce jsou tvořeny vždy dvěma příspěvky, jejich celkovým součtem pro vhodně zvolené parametry vznikne příklad závislosti koeficientu absorpce, uvedené na obr.2-5 [7].



obrázek 2-5: Příklad konvoluce koeficientu absorpce (přejato z [6])

Následuje: tabulka 2-3: Složky křivky koeficientu absorpce získané konvolucí, ilustrativní označení vztažných přechodů, jejich popis

	<p>-z valenčního pásu do vodivostního a chvostu vodivostního pásu</p>
$\alpha_{11} := \frac{C}{h\nu_{11}} \int_{(-EG - 2.32)}^{-EG - 0.001} NVB(\varepsilon) \cdot [NCB(\varepsilon + h\nu_{11}) + NCT(\varepsilon + h\nu_{11}) \cdot (1 - f(\varepsilon + h\nu_{11}))] d\varepsilon$	
	<p>-z chvostu valenčního pásu do vodivostního pásu a chvostu vodivostního pásu</p>
$\alpha_{12} := \frac{C}{h\nu_{12}} \int_{(-EG)}^{EF + 0.1} NVT(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) \cdot [NCB(\varepsilon + h\nu_{12}) + NCT(\varepsilon + h\nu_{12}) \cdot (1 - f(\varepsilon + h\nu_{12}))] d\varepsilon$	
	<p>-z valenčního pásu do hlubokých stavů D+ a D0</p>
$\alpha_{13} := \frac{C}{h\nu_{13}} \int_{(-EG + EF - 0.1)}^{-EG - 0.0001} NVB(\varepsilon) \cdot [NDP(\varepsilon + h\nu_{13}) \cdot (fP(\varepsilon + h\nu_{13})) + NDO(\varepsilon + h\nu_{13} - U) \cdot (fD(\varepsilon + h\nu_{13} - U))] d\varepsilon$	
	<p>-z chvostu valenčního pásu do hlubokých stavů D+ a D0</p>
$\alpha_{14} := \frac{C}{h\nu_{14}} \int_{(-EG)}^{EF + 0.1} NVT(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) \cdot [NDP(\varepsilon + h\nu_{14}) \cdot (fP(\varepsilon + h\nu_{14})) + NDO(\varepsilon + h\nu_{14} - U) \cdot (fD(\varepsilon + h\nu_{14} - U))] d\varepsilon$	
	<p>-z hlubokých stavů D0 do vodivostního pásu a chvostu vodivostního pásu</p>
$\alpha_{15} := \frac{C}{h\nu_{15}} \int_{(ED - 5 \cdot W)}^{EF + 0.1} NDO(\varepsilon) \cdot fD(\varepsilon) \cdot [NCB(\varepsilon + h\nu_{15}) + NCT(\varepsilon + h\nu_{15}) \cdot (1 - f(\varepsilon + h\nu_{15}))] d\varepsilon$	
	<p>-z hlubokých stavů D- do vodivostního pásu a hrany vodivostního pásu</p>
$\alpha_{16} := \frac{C}{h\nu_{16}} \int_{(ED + U - 5 \cdot W)}^{EF + 0.1} NDN(\varepsilon) \cdot fN(\varepsilon - U) \cdot [NCB(\varepsilon + h\nu_{16}) + NCT(\varepsilon + h\nu_{16}) \cdot (1 - f(\varepsilon + h\nu_{16}))] d\varepsilon$	

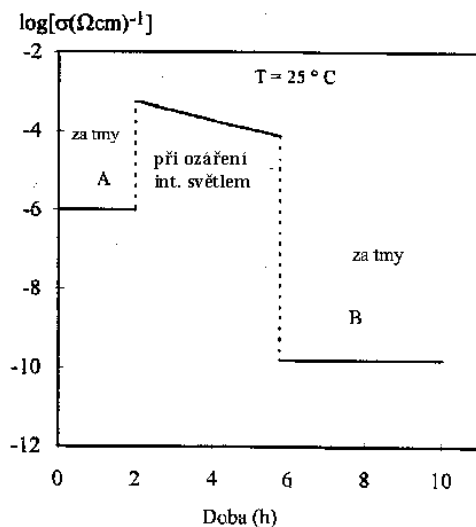
Při dekonvoluci aproximujeme pomocí křivky, tvořené součtem  $\Sigma\alpha_k$ , a vhodnou změnou parametrů z tabulky 2-1 (viz předchozí kapitola), závislost  $\alpha=f(h\nu)$ , určenou experimentálně. Upravené hodnoty z tabulky 2-1 odrážejí parametry funkce hustoty stavů v pohyblivostní mezeře.

## 2.6. Metastabilita materiálů na bázi a-Si:H

### 2.6.1. Projev a vratnost změn

Při ozáření materiálu intenzivním světlem nebo při působení silného elektrického pole dochází ke změně elektrických i optických vlastností materiálu na bázi a-Si:H. Tento jev lze zaznamenat nejen v materiálu, ale také v poklesu účinnosti solárních článků, vyrobených z těchto materiálů. Změnu temnotního proudu s dobou expozice poprvé publikovali Steabler a Wroski v roce 1977 (označujeme S-W jev). Změny jsou však reverzibilní. Žiháním materiálu při teplotě 150-200 °C je možné vrátit elektrické a optické vlastnosti na původní hodnoty. Vodivost a fotovodivost materiálu závisí na teplotní a optické historii.

Nedopovaný vzorek, který je ve stavu A po vyžhání, má temnotní vodivost  $\sigma_A$ , která se s časem téměř nemění. Při ozáření vzorku bílým světlem vzroste vodivost na hodnotu značně vyšší, kde  $\sigma = \sigma_D + \sigma_{ph}$  a pak pomalu klesá s dobou expozice světlu. Po vypnutí degračního světla klesne vodivost na temnotní vodivost (stav B), která se stabilizuje na hodnotě  $\sigma_B$ , která je menší, než byla temnotní vodivost ve stavu A.



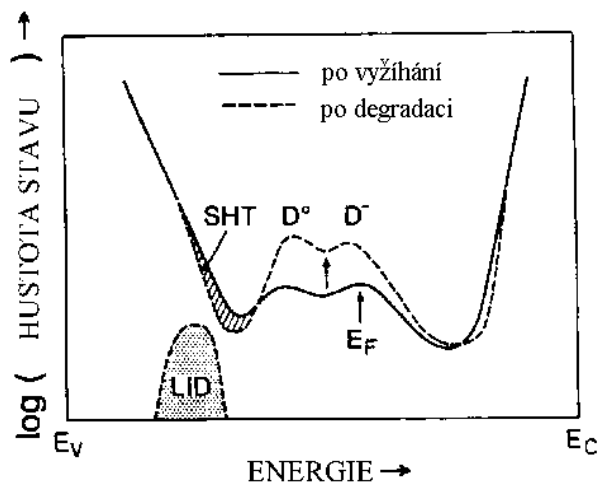
obrázek 2-6: Pokles vodivosti v čase ozářením vzorku intenzivním světlem (přejato z [5])

Podobné výsledky pozorujeme také ve fotovodivosti. Zdegradovaný materiál, který je ve stavu B, je charakterizován novým rozložením stavů v optické mezeře a posunutou Fermiho hladinou (až o 0,3 eV směrem k valenčnímu pásu). Návrat do počátečního stavu A je proveditelný žíháním za tmy při teplotě vyšší než 150°C (tyto změny jsou aktivovány tepelně, s aktivační energií pohybující se kolem 1,1-1,2 eV).

Podrobný popis možných vysvětlení metastabilních jevů je uveden v [5, str.27], popř. [6, str.86].

### 2.6.2. Princip některých modelů S-W jevu

- Model rozbití slabých vazeb mezi Si-Si (Stutzman) - bere na zřetel, že slabé vazby jsou během ozařování (degradace) rozbíjeny dodanou energií, uvolněnou z nezářivé rekombinace párů elektron díra, zachycených ve chvostech pásů. Přítomnost vodíku stabilizuje rozbité vazby.
- Model mobilního vodíku (Godet) - předpokládá, že ozářením vzorku se vytvoří ze slabě vázaného vodíku mobilní vodík v celku Si-H-Si, který pak tvoří interakcí s Si-H nenasycenou vazbu, jejichž počet ovlivňuje hustotu hlubokých stavů.
- Salomon a spol. vysvětlují změny vodivosti a fotovodivosti ze stavu A do stavu B pomocí ohybu pásů, spojených s přítomností náboje na rozhraní substrát polovodič. Při ohřevu na 150°C se el. náboj vybije průchodem přes vzorek.



obrázek 2-7: Schematické znázornění světlem indukovaných změn v elektronové struktuře nedopovaného a-Si:H. Hlavním efektem je růst neutrálních nenasycených vazeb  $D^0$  a odpovídajících  $D^-$  stavů s ozářením. Výsledná pozice  $E_F$  ve vyžháném a zdegradovaném stavu je vyznačena ukazatelem. (přejato z [5])

### 2.6.3. Metody zjišťování míry změn v materiálu během degradace

- a) určením vývoje hodnoty temnotní vodivosti během degradace ze vztahu (6)

$$\sigma_d(T) = \sigma_0 \cdot e^{-\left(\frac{E_a}{kT}\right)} \quad (6)$$

-kde  $E_a = E_c - E_f$  pro N dopované vzorky, pro p-dopované platí  $E_a = E_f - E_v$ .

Ze vztahu tak získáme informaci o posuvu Fermiho hladiny směrem k vodivostnímu (valenčnímu) pásu.

- b) použitím zjednodušeného dvoubodového CPM-dostáváme informaci o změně hodnoty koeficientu absorpce při  $h\nu=1,18$  eV, která reprezentuje tvorbu hlubokých stavů v pohyblivostní mezeře. Druhý bod křivky je fixován do oblastí energií polohy valenčního chvostu, při  $h\nu=1,77$  eV. Za předpokladu, že hodnota koeficientu absorpce při 1,77 eV je neměnná při procesu degradace, získáme poměrem  $\alpha(1,18)/\alpha(1,77)$  ukazatel, odrážející změny absorpce v oblasti 1,18 eV. Principy dvoubodového a kompletního CPM měření jsou totožné. (Je vhodné doplnit charakteristiky materiálu před a po degradaci křivkou kompletního CPM.)
- c) měřením fotovodivosti, která nese informaci o tvorbě rekombinačních center během degradace materiálu intenzivním světlem. Princip spočívá v porovnání vodivosti před degradací a po degradaci, přičemž na vzorek necháme dopadat záření o vlnové délce  $\lambda=700$ nm a od vodivosti odečteme vodivost za tmy na počátku degradace. Zároveň je možné z hodnoty fotoproudu odvodit produkt  $\eta\mu\tau$ , který bývá vhodnější pro porovnání fotocitlivosti materiálů [4,6].

## 2.7. Struktury amorfnní, polymorfnní a mikrokrystalické

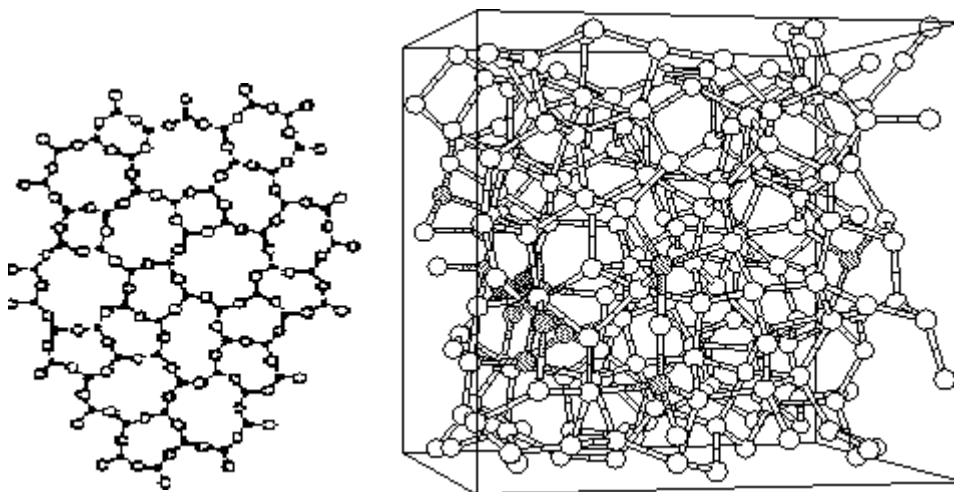
### 2.7.1. Technologie výroby

Laboratorní vzorky na bázi a-Si:H jsou deponovány prostřednictvím dekompozice (rozkladu) plynného silanu  $\text{SiH}_4$  (nebo  $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) nebo směsi silanu s heliem, popř. s jinými prvky, které se ve výsledné vrstvě projeví jako příměsi. Dekompozice se děje v doutnavém výboji (ss nebo vf). Tato metoda je označována CVD (Chemical vapor deposition). Další metodou je magnetronové naprašování MSP.

Amorfní křemík je zpravidla připravován při nízkém tlaku ( $\approx 100$  Pa), zvýšíme-li mírně tlak, bude deponovaná vrstva více uspořádaná. Uspořádání na střední vzdálenost-polymorfní hydrogenovaný křemík (pm-Si:H), uspořádání na dlouhou vzdálenost-mikrokrytalický hydrogenovaný křemík ( $\mu\text{c-Si:H}$ ) [5].

### 2.7.2. Amorfní křemík

V amorfním materiálu není periodičnost, která je typická pro krystalické materiály. Na druhé straně v amorfním materiálu není úplná neuspořádanost, uspořádanost na krátkou vzdálenost je zachována, ale periodičita mizí po několika atomech. Nejbližší atomy si prakticky zachovávají stejnou pozici jako v případě krystalického materiálu. Z toho důvodu jsou jisté fyzikální vlastnosti zachovány [5].

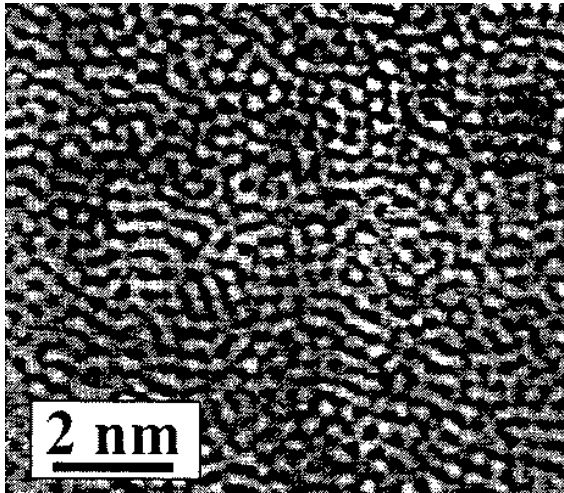


obrázek 2-8: Dvoj a trojrozměrný model struktury amorfního materiálu (přejato z [5])

### 2.7.3. Polymorfní křemík

Polymorfní materiál obsahuje dvě fáze: amorfní a krystalickou. V amorfním materiálu se nachází malé objekty (ozn. zrna), velikosti několika atomových délek. Předpokládá se, že tyto objekty jsou malé krystality, vzniklé při depozici. Materiál vykazuje několikanásobně vyšší fotovodivost a díky přítomnosti vyššího množství vodíku má širší optickou mezeru než amorfní Si.





*obrázek 2-9: Obraz polymorfni vrstvy, zobrazený elektronovým mikroskopem (přejato z [5])*

#### **2.7.4. Mikrokrystalický křemík**

Mikrokrystalický materiál se skládá z malých krystalků, rozměrů řádově desítek nm, provazcově uspořádaných. Tyto krystalky jsou zasazeny v amorfním prostředí. Vlastnosti materiálu jsou dány množstvím a velikostí krystalitů v materiálu [5].



*obrázek 2-10: Mikrokrystalický vzorek, zobrazený mikroskopem s velkou rozlišovací schopností (přejato z [5])*

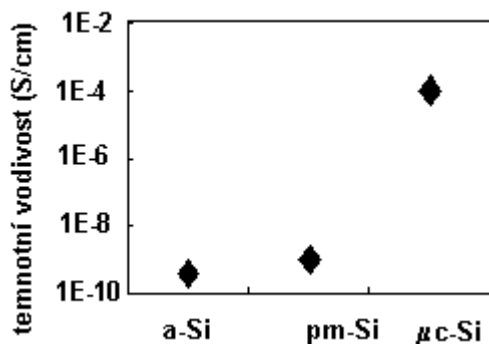
#### **2.7.5. Srovnání a-Si, pm-Si a $\mu$ c-Si**

Základní rozdíl amorfního, polymorfního a mikrokrystalického křemíku spočívá, jak už bylo uvedeno ve struktuře (neuspořádanosti) materiálu, od které se odvíjí další vlastnosti materiálu.

Amorfní polovodič vykazuje zvýšený koeficient absorpce pro viditelné světlo v porovnání s krystalickým či mikrokrystalickým materiálem.

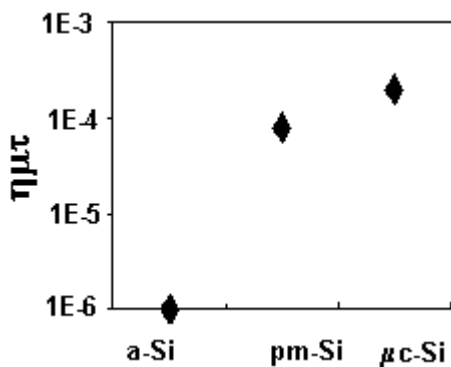
Polymorfní hydrogenovaný křemík má širší optickou mezeru a nižší hustotu stavů v pohyblivostní mezeře než a-Si:H.

Amorfní Si:H vykazuje značně nižší elektrickou vodivost za tmy (při pokojové teplotě) ve srovnání s  $\mu\text{c-Si:H}$ . Temnotní vodivost  $\sigma_D$  pm-Si:H je blízka  $\sigma_D$  a-Si:H.



obrázek 2-11: Temnotní vodivost a-Si, pm-Si,  $\mu\text{c-Si}$  (přejato z [5])

Z fotovodivosti, měřené při ozáření vzorku monochromatickým světlem (1,77eV) byla zjištěna velikost produktu  $\eta\mu\tau$  pro a-Si, pm-Si a  $\mu\text{-Si}$ . Rozdílnost hodnot produktu  $\eta\mu\tau$  je patrná z obr.2-12 [16].



obrázek 2-12: Příklad porovnání hodnot produktu  $\eta\mu\tau$  (přejato z [5])

Materiály pm-Si:H a  $\mu\text{c-Si:H}$  obsahují větší množství vodíku než a-Si:H. U polymorfního materiálu dochází dříve ke změnám elektrických vlastností při degradaci, než u a-Si:H. U mikrokrystalického je tomu podobně [5].

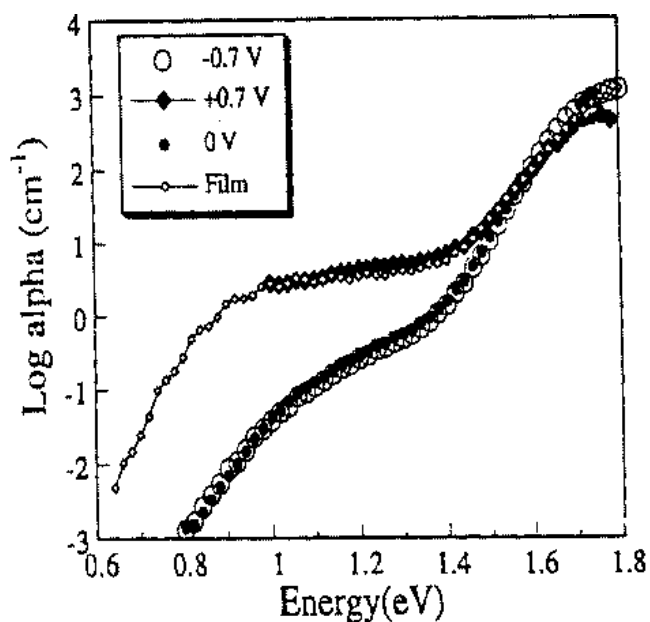
## 2.8. Struktura P-I-N

Jak je z názvu patrné, skládá se struktura P-I-N ze dvou dopovaných vrstev P,N, mezi kterými se nachází vrstva intrinzičského polovodiče.

Dopadá-li na strukturu elektromagnetické záření, dochází při absorpci ve vrstvě I ke generaci páru elektron-díra, které mají jistou dobu života (doba, než zrekombinují), je možné je separovat a použít jejich energii. Separaci můžeme provést s pomocí P a N vrstev, které mezi sebou vytvoří elektrické pole o relativně velké intenzitě. (Samotné vrstvy P a N jsou dopovány a díky zvýšené hustotě stavů v optické mezeře jsou z fotovoltaického hlediska pasivními vrstvami.) Elektrony a díry (nosiče náboje) tak mohou difundovat k vrstvě, v které jsou majoritními a kde budou odvedeny. P-I-N struktury se s výhodou používají pro tvorbu solárních článků. Pro optimální poměr mezi účinnostmi a cenou solárních článků, se panely vyrábí z vrstev na bázi a-Si:H v kombinaci s pm-Si:H a  $\mu$ c-Si:H [5].

### 2.8.1. Vlastnosti struktury P-I-N, sledované CPM

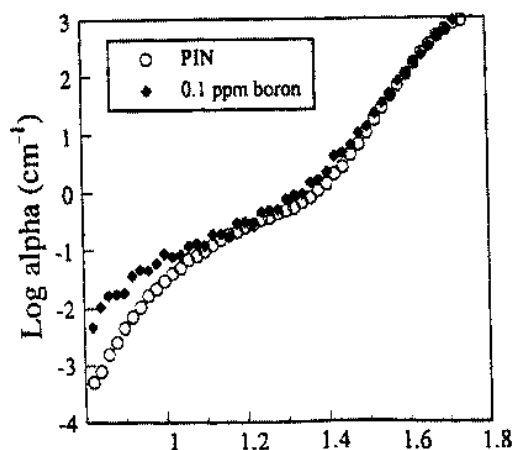
V [20] bylo ukázáno použití CPM metody k určení subgapové absorpce v intrinzičské vrstvě článku p-i-n. Srovnání CPM absorpčních spekter solárního článku a vrstvy a-Si:H identické s intrinzičskou vrstvou solárního článku vidíme na obr.2-13. Z obrázku je zřejmé, že spektra jsou identická jak pro vrstvu tak pro p-i-n článek v případě, že přiložené napětí na článek je  $\geq 0,7$  V.



obrázek 2-13: CPM spektra standardního a-Si:H solárního článku měřeného při přiložení různě velkých napětí. Doplněno o spektrum nedopované amorfní vrstvy, vyrobené za stejných podmínek jako intrinzičská vrstva (přejato z [5])

Srovnáním spekter p-i-n článku (měřené s přiloženým závěrným napětím a v zapojení nakrátko) se spektrem vrstvy identické s intrinzičnou vrstvou struktury p-i-n, je vidět, že průběhy jsou odlišné. Liší se v oblasti, odpovídající hlubokým stavům. To ale neznamená, že hustota hlubokých stavů je v amorfní vrstvě vyšší, než v p-i-n vrstvě.

Autoři usuzují, že v případě vrstvy a solárního článku měřeného s přiloženým napětím +0,7V v propustném směru je koeficient absorpce vyvozen ze sekundárního fotoproudu. Protože ( $\mu_n \tau_n \gg \mu_p \tau_p$ ) je fotoproud řízen majoritními nosiči a CPM "vidí" přechody, které dávají vzniknout elektronům, uskutečňujícím transport. Na druhou stranu v zapojení nakrátko a s přiloženým napětím v záporném směru měříme koeficient absorpce z primárního fotoproudu, který je řízen nosiči s nižší pohyblivostí (tj. děrami a CPM "vidí" přechody, které dávají vzniknout děrám, uskutečňujícím transport). Autoři tuto hypotézu potvrzují srovnáním kompenzované vrstvy (vykazující děrovou vodivost) s článkem p-i-n.



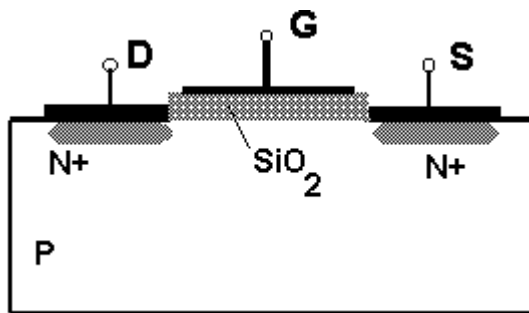
obrázek 2-14: Srovnání CPM spekter kompenzované a-Si:H vrstvy se spektrem standardního Std.150 p-i-n solárního článku, měřeného v zapojení nakrátko (přejato z [5])

Degradaci solárních článků a-Si:H a pm-Si:H bylo zjištěno, že pm-Si:H ztrácí své užité vlastnosti pomaleji než a-Si:H [5].

## 2.9. Tranzistory řízené elektrickým polem s izolovaným hradlem-MOSFET

Struktura MOSFET patří mezi unipolární tranzistory, spolu s JFET(junction field effect tr.) -tranzistorem řízeným elektrickým polem s přechodovým hradlem a TFT(thin film tranzistor)-tenkovrstvým tranzistorem. Struktury MOS nebo MIS jsou vhodným prostředkem k vyšetřování povrchových vlastností polovodičů.

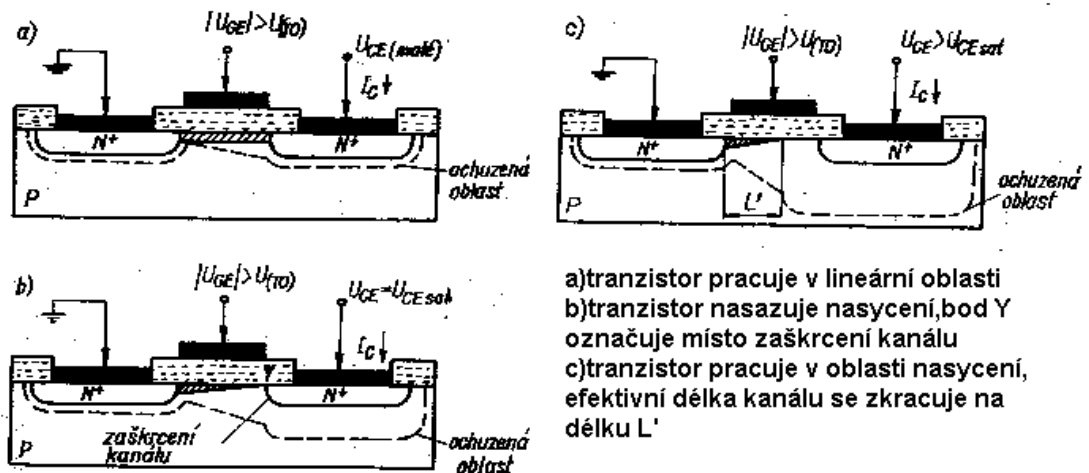
MOSFET (metal oxid semiconductor field effect transistor) je polovodičová součástka, tvořená polovodičovou destičkou typu P (obr.2-15), na které jsou napařeny oblasti typu  $N^+$  a na nich kovové elektrody (elektrody tvoří s  $N^+$  ohmický kontakt) emitoru (source) a kolektoru (drain), také napařeny ve vakuu. Mezi emitorem a kolektorem se nachází kysličníková vrstva ( $SiO_2$ ), oddělující hradlový kontakt (gate) od nosné podložky. Pro omezení migrace iontů skrz izolační podložku (migrace působí změnu charakteristik tranzistoru) se využívá složitějších struktur M (metal) - $Si_3N_4$  (nitrid křemíku) -  $SiO_2$ -Si, nebo M- $Al_2O_3$ - $SiO_2$ -Si. Při použití libovolné izolační vrstvy se mluví o struktuře MIS [9,10].



obrázek 2-15: Schematický náčrt tranzistoru MOS, řízeného elektrickým polem s izolovaným hradlem

### 2.9.1. Princip činnosti tranzistorů MOS

Není-li na hradlo přivedeno žádné napětí, nachází se v obvodu kolektor-emitor dva seriově zapojené přechody PN, z nichž jeden je zapojen v závěrném směru (Obr.2-16 a)). Výstupním obvodem prochází pouze zbytkový proud závěrně zapojeného přechodu.

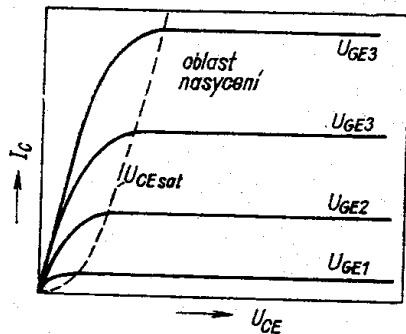


a)tranzistor pracuje v lineární oblasti  
b)tranzistor nasazuje nasycení,bod Y označuje místo zaškrcení kanálu  
c)tranzistor pracuje v oblasti nasycení, efektivní délka kanálu se zkracuje na délku  $L'$

obrázek 2-16: Elektrické poměry v tranzistoru MOS (přejato z [10])

Jestliže připojíme na hradlo dostatečně velké kladné napětí, vytvoří se v oblasti mezi C a E inverzní vrstva (vrstva typu N, kanál) a ve výstupním obvodu tak vznikne vrstva  $N^+NN^+$ , která nemá usměrňující účinky. Proud obvodem je v podstatě dán odporem inverzní vrstvy. Zvýší-li se napětí na hradle, inverzní oblast se vytvoří více do hloubky, tím se zmenší odpor a proud obvodem vzroste.

Předpokládejme nyní konstantní napětí  $U_G$  a vhodně malé napětí  $U_{CE}(>0V)$ . Kanálem prochází proud, jehož velikost je dána odporem kanálu a napětím  $U_{CE}$ . Budeme-li zvyšovat napětí  $U_{CE}$ , bude tranzistor pracovat v lineární oblasti ( $I \approx U_{CE}$ ). Narůstáním kolektorového napětí nastane nakonec případ, kdy hloubka inverzní vrstvy v místě Y bude nulová, kanál se v tomto místě zaškrtní (nastane stav pinch-off, obr.2-16 b)). Toto napětí kolektoru označujeme  $U_{CEsat}$  a proud kolektoru dosahuje v tomto případě nasyčené hodnoty. Při dalším zvyšování  $U_{CE}$  zůstává proud  $I_C$  konstantní, protože se ochuzená vrstva v okolí kolektoru rozšiřuje a místo zaškrtnení se posouvá směrem k emitoru. (Napětí v místě Y se rovná  $U_{CEsat}$  a dochází zde ke vstříkávání nosičů do ochuzené vrstvy kolektoru - obr.2-16 c.) Popsané chování lze vyjádřit výstupními charakteristikami tranzistoru - obr.2-17 [9].

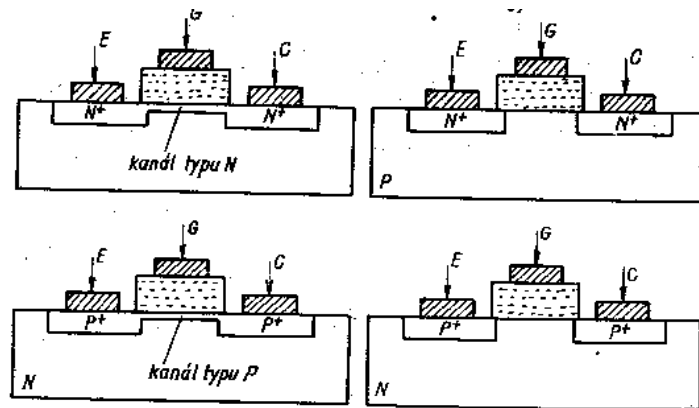


obrázek 2-17: Průběh ideálních výstupních charakteristik tranzistoru MOS (přejato z [10])

### 2.9.2. Základní typy tranzistorů MOS

Rozeznáváme čtyři typy tranzistorů MOS. Liší se typem vodivosti kanálu a počátečním stavem povrchu polovodiče na rozhraní  $SiO_2-Si$  (oxid-polovodič), tj. při  $U_G = 0V$ . U tranzistoru s kanálem typu N ochuzovacího typu je již zajištěno vytvoření kladných nepohyblivých iontů na rozhraní polovodiče s dielektrikem, to má za následek vytvoření inverzní vrstvy už při  $U_G = 0V$  a výstupním obvodem prochází proud. Pro zmenšení proudu musíme přiložit záporné napětí  $U_{GE}$  a kanál prakticky "ochuzujeme" o nosiče. U tranzistoru s kanálem typu N obohacovacího typu se bez připojení  $U_{GE}$  nevy-

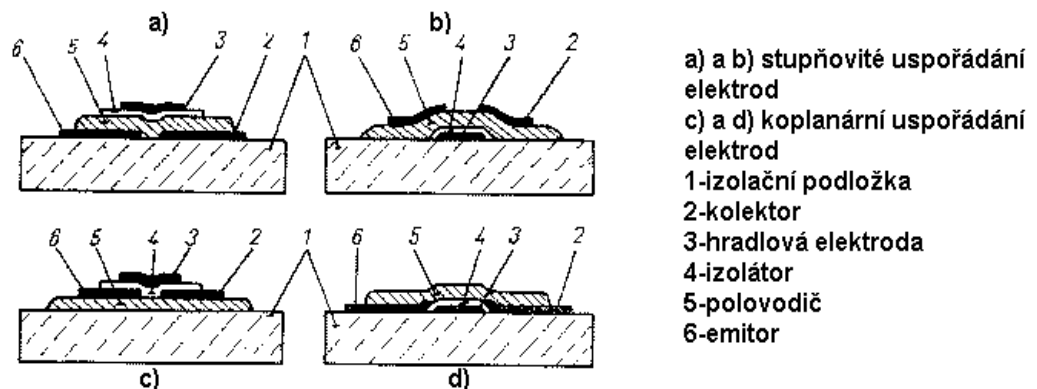
tvoří žádné vnitřní pole, které by vytvořilo inverzní vrstvu, proto výstupním obvodem neprochází téměř žádný proud. Podobně existují dva typy tranz. s kanálem typu P [9].



obrázek 2-18: Základní typy tranzistoru MOS( přejato z [10])

### 2.9.3. Tenkovrstvé tranzistory, řízené elektrickým polem

TFT jsou součástky podobné struktury jako tranzistory MOS, rozdíl je pouze v tloušťce kovových, polovodičových a dielektrických vrstvách, která je méně než 1 $\mu$ m. Základní uspořádání jednotlivých vrstev tranzistoru jsou znázorněna na obr.2-19. Rozlišujeme dva druhy uspořádání elektrod: stupňovité uspořádání a koplanární uspořádání.



obrázek 2-19: Základní konstrukce tenkovrstvého tranzistoru, řízeného el. polem (přejato z [10])

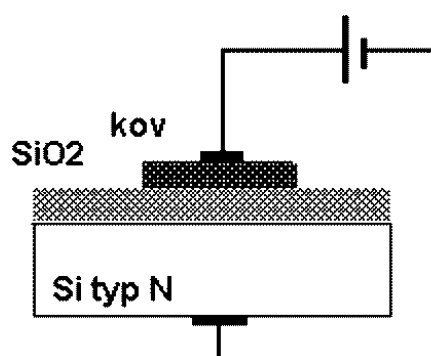
TFT se zhotovují většinou napařováním jednotlivých vrstev ve vakuu na izolační podložku (skleněnou, keramickou, apd.). Princip činnosti je stejný jako u tranzistoru MOS, podobně je tomu se základními charakteristikami [10].

## 2.10. Vliv elektrického pole na rozložení volných částic s nábojem v polovodiči

### 2.10.1. Ideální struktura MIS

Povrch polovodiče (krystalického) představuje z hlediska periodického uspořádání poruchu. Atomy na povrchu nevytváří úplnou kovalentní vazbu, protože nemají sobě odpovídající atomy v prostředí vně pevné látky. Tyto poruchy se v pásovém modelu projeví jako energetické hladiny v zakázaném pásu (krystalického polovodiče) a to jako akceptorové hladiny (nazývají se Tammovy hladiny). Studium povrchových vlastností polovodičů komplikují povrchové vrstvy oxidů a adsorbovaných plynů, které bývají většinou nabitě a tak působí na volné částice s nábojem v krystalu a buď je přitahují nebo odpuzují. Tím vznikají u povrchu polovodiče vrstvy s větší nebo menší hustotou částic s nábojem, než uvnitř polovodiče. Stejného efektu se docílí přiložením elektrického pole na polovodič. Elektrické pole se dá vytvořit např. kovovou destičkou v určité vzdálenosti nad povrchem, která je připojena na jeden pól zdroje el. napětí, druhý pól se připojí na protější konec polovodiče. Pro vytvoření el. pole velké intenzity se destička umísťuje velmi blízko povrchu a bývá oddělována tenkým dielektrikem, vytváříme strukturu MIS (metal-insulant-semiconductor).

Uvažujme polovodič typu N s přiloženým el. polem, jehož intenzita bude směřovat do polovodiče.



obrázek 2-20: Zapojení k vytvoření el. pole s intenzitou, která směřuje do polovodiče



Toto pole bude k povrchu přitahovat elektrony a odpuzovat díry. Potenciální energie elektronů bude u povrchu menší než v celém objemu. Energie děr je naopak u povrchu menší než v objemu.

Změnám energie odpovídá změna rovnovážné hustoty částic s nábojem a platí:

$$n = N_c \cdot e^{-\left(\frac{E_c - E_{fn}}{kT}\right)} \quad (15)$$

$$p = N_v \cdot e^{-\left(\frac{E_f - E_v}{kT}\right)} \quad (16)$$

Pro okraje vodivostního a valenčního pásu platí  $E_{Cs} < E_{Cb}$ ,  $E_{Vs} < E_{Vb}$  (s-surface, b-bulk). Úpravou vztahů (15) a (16) je pro elektrony :

$$\frac{n_s}{n_b} = e^{-\left(\frac{E_{cs} - E_{cb}}{kT}\right)} > 1 \quad \Rightarrow \quad n_s > n_b \quad (17)$$

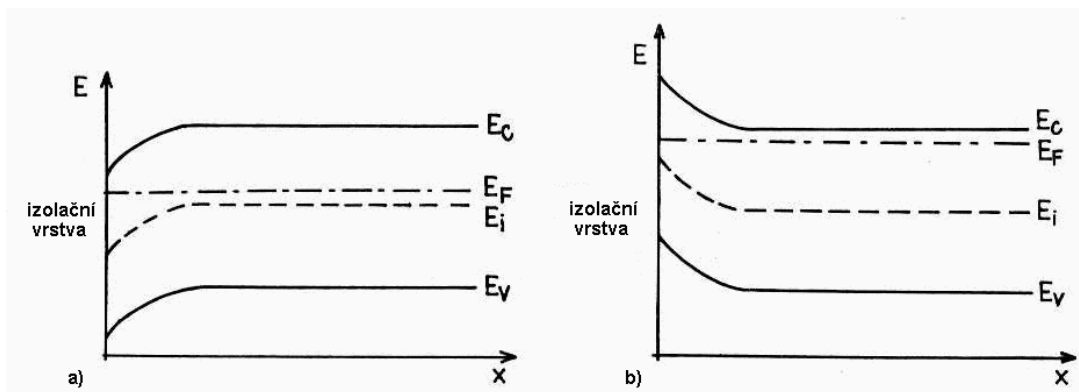
Pro díry:

$$\frac{p_s}{p_b} = e^{-\left(\frac{E_{vs} - E_{vb}}{kT}\right)} < 1 \quad \Rightarrow \quad p_s < p_b \quad (18)$$

Z uvedených vztahů vyplývá, že vrstva u povrchu má větší hustotu majoritních částic s nábojem než v objemu polovodiče. U povrchu se vytvoří tzv. akumulovaná vrstva. Další zvyšování intenzity el. pole nemá vliv na změnu vlastností povrchové vrstvy, nejvýš může dojít k případu, že u povrchu se Fermiho hladina může dostat nad spodní okraj vodivostního pásu (vznikne degenerovaný polovodič  $N^+$ ). Zmenšená hustota děr u povrchu polovodiče nemá vliv na jeho vlastnosti, protože díry jsou minoritní nosiče elektrického náboje.

Vlivem rozptylu částic s nábojem na povrchu se liší pohyblivost částic na povrchu od pohyblivosti ve vnitřní části. Akumulovaná vrstva má větší měrnou vodivost než vnitřní část polovodiče.

Jestliže v obr.2-20 zaměníme polaritu zdroje, (intenzita el. pole směřuje z polovodiče ven), bude pole odpuzovat elektrony a přitahovat k povrchu díry. Potenciální energie elektronů bude u povrchu polovodiče větší, než v objemu a energiové pásy budou zakřiveny směrem nahoru (obr.2-21).



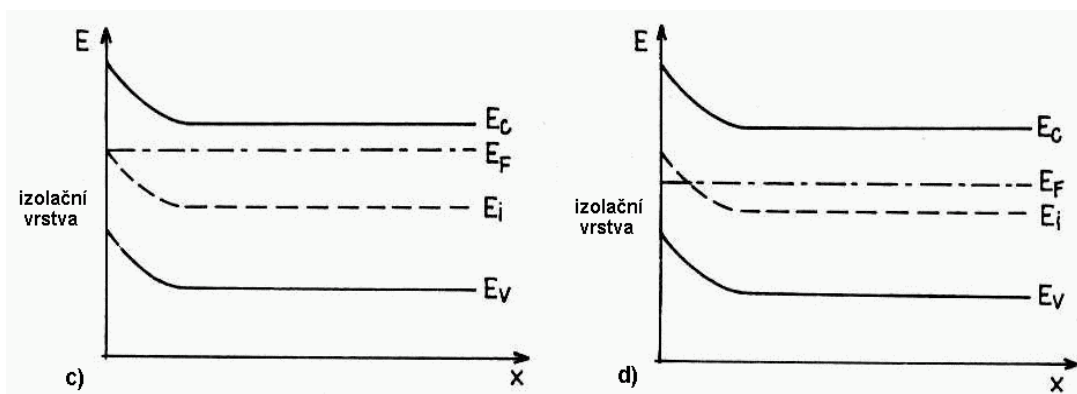
obrázek 2-21: Znázornění zakřivení energiových pásů pro polovodič typu N : a) intenzita el. pole směřuje do polovodiče, b) intenzita el. pole směřuje z polovodiče (přejato z [11])

Platí:  $E_{Cs} > E_{Cb}$ ,  $E_{Vs} > E_{Vb}$ , a pro elektrony a díry platí vztahy :

$$\frac{n_s}{n_b} = e^{-\left(\frac{E_{Cs} - E_{Cb}}{kT}\right)} < 1 \quad \Rightarrow \quad n_s < n_b \quad (19)$$

$$\frac{p_s}{p_b} = e^{-\left(\frac{E_{Vs} - E_{Vb}}{kT}\right)} > 1 \quad \Rightarrow \quad p_s > p_b \quad (20)$$

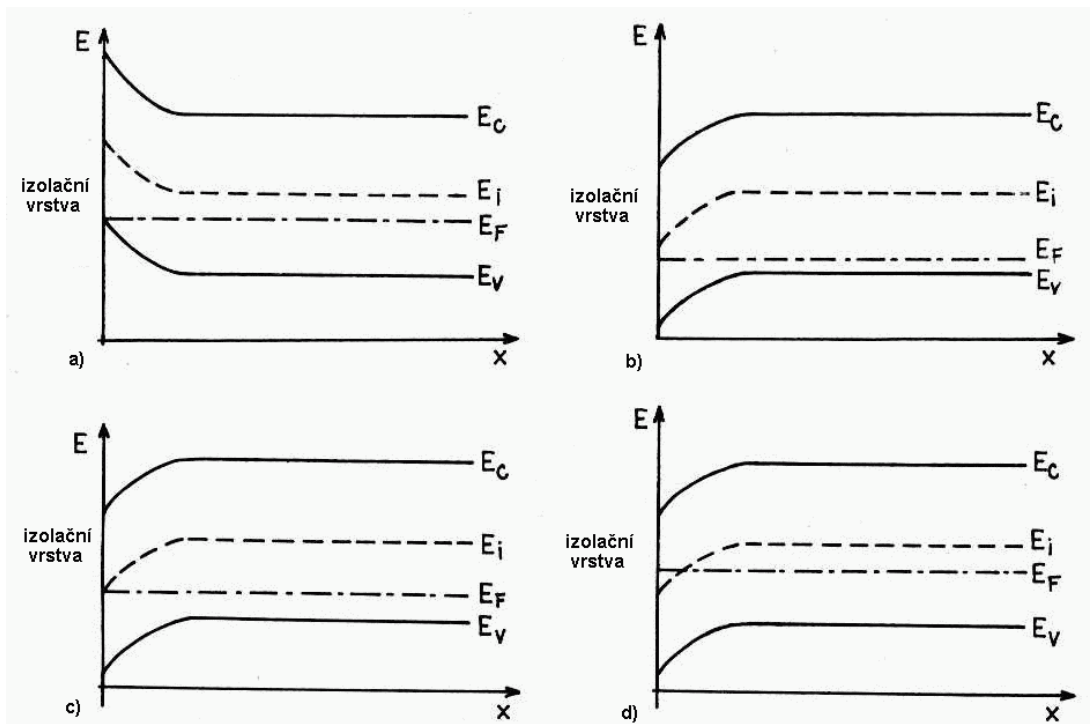
V tomto případě vrstvu u povrchu označujeme jako ochuzenou (stále platí  $n_s > p_s$ ). Ochuzená vrstva má sníženou měrnou vodivost. Dalším zvyšováním intenzity el. pole nastane případ, kdy bude Fermiho hladina u povrchu stejná jako  $E_i$  (obr 2-22 c) ).



obrázek 2-22: Znázornění zakřivení energiových pásů pro polovodič typu N: c) intenzita el. pole směřuje z polovodiče, u povrchu  $E_f = E_i$ , d) intenzita el. pole směřuje do polovodiče, u povrchu  $n_s < p_s$ ,  $E_{fs} < E_{is}$ , vytvořena inverzní vrstva (přejato z [11])

Nyní platí  $n_s = p_s$ , vrstva se chová jako intrinzický polovodič. Při dalším zvyšování intenzity el. pole převýší u povrchu hustota děr nad hustotou elektronů, tj.  $n_s < p_s$ , ( $E_{fs} < E_{is}$ ), obr.2-22 d). Mluvíme o inverzní vrstvě.

Pro polovodič typu P je energiové schema na obr.2-23. Akumulovaná vrstva se vytvoří, bude-li intenzita el. pole směřovat ven z polovodiče [11].



obrázek 2-23: Znázornění zakřivení energiových pásů pro polovodič typu P: a) intenzita el. pole směřuje do polovodiče, u povrchu vytvořena inverzní vrstva, b) intenzita el. pole směřuje z polovodiče, c) intenzita el. pole směřuje z polovodiče ( $E_f = E_i$ ), d) intenzita el. pole směřuje z polovodiče, vytvořena akumulovaná vrstva (přejato z [11])

### 2.10.2. Reálná struktura MIS

V reálné struktuře MIS existuje mnoho různých povrchových stavů a el. nábojů, které mají vliv na rozložení potenciálu v polovodiči. V případě rozhraní M-SiO<sub>2</sub>-Si můžeme uvažovat čtyři skupiny elektrických nábojů:

- náboj pohyblivých iontů (velmi pohyblivé kladné ionty alkalických kovů ( $Na^+$ ), u tranzistorů MOS posouvají hladinu  $U_T$ )

- b) nepohyblivý náboj v oxidové vrstvě (na rozhraní  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ ) (bývá kladný, nezávisí na napětí)
- c) náboj pastí v oxidové vrstvě-může být kladný nebo záporný, vzniká záchytem elektronu nebo díry při ionizaci oxidu vysoce energetickým zářením, nebo lavičkovou injekcí nosičů při vysoké intenzitě el. pole (lze vyžít)
- d) náboj pastí rozhraní  $\text{SiO}_2\text{-Si}$  - může být kladný nebo záporný, je způsobován strukturálními poruchami (lze snížit žíháním). Při složeném dielektriku se mohou na rozhraní izolantů tvořit pasti, polarizovatelné dipóly, nebo se na rozhraní kov-izolant mohou tvořit pasti s nepohyblivým nábojem a náboje adsorbovaných iontů.

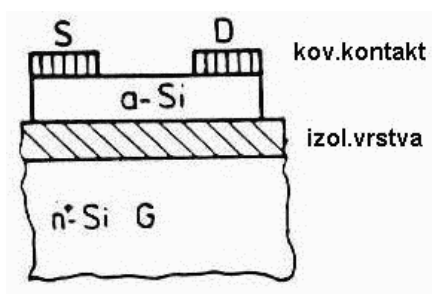
Vlivem povrchových stavů a ostatních nábojů může docházet ke změnám charakteristik struktury MIS. (Povrchové stavy mohou být neutrální nebo ionizované a mohou se chovat jako akceptory nebo donory, s energiovou hladinou  $E_t$  .) Příkladá-li se napětí na strukturu MIS, pohybují se energiové hladiny povrchových stavů společně s okraji vodivostního a valenčního pásu, Fermiho hladina zůstává vyrovnaná. Jakmile  $E_F$  přechází přes  $E_t$ , dochází ke změně v obsazení stavů, to se projeví nábojem, který přispívá k tvoření kapacity struktury MIS. K určení hodnoty kapacity struktury MIS se užívají metody založené na příkládání proměnného nebo střídavého napětí na póly MIS [10].

### 3. Experimentální část

Ke studiu vlastností vrstev a struktur na bázi a-Si:H bylo použito vzorků označených M61A, 102143 a 301191. Struktura uvedených vzorků a zapojení elektrického obvodu budou uvedeny dále. Pro určení spektrální závislosti koeficientu absorpce byla použita metoda CPM, dekonvoluce závislosti  $\alpha = f(h\nu)$  byla prováděna v systému Mathcad7.

#### 3.1. Popis použitých vzorků, zapojení do el. obvodu

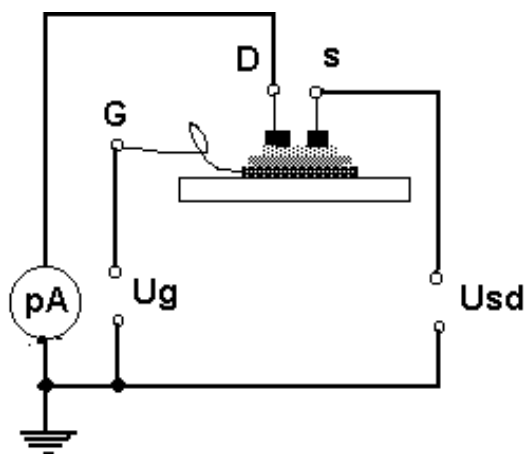
Vzorek M61A



obrázek 3-1: Konfigurace FET struktury M61A (přejato z [1])

Znázornění struktury vzorku M61A je na obr.3-1. Na keramické izolační podložce je usazena destička n-dopovaného krystalického křemíku. Izolační vrstvu mezi hradlem a a-Si:H tvoří  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (nitrid křemíku), tloušťky 450nm. Vrstva a-Si:H má tloušťku přibližně 1,6  $\mu\text{m}$ , připravena magnetronovým naprašováním. Na jejím povrchu jsou napařeny Cr kontakty.

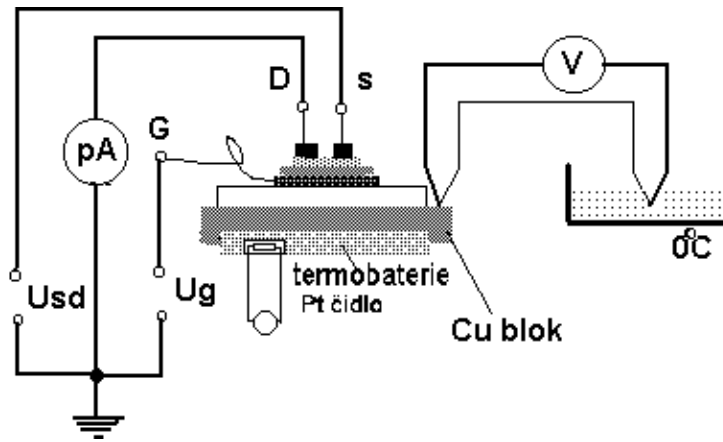
Zapojení vzorku M61A do el. obvodu v průběhu měření bylo následující:



obrázek 3-2: Schema zapojení vzorku M61A do el. obvodu

Zapojení přístrojů pro měření teplotní závislosti vodivosti M61A znázorňuje obr.3-

3.

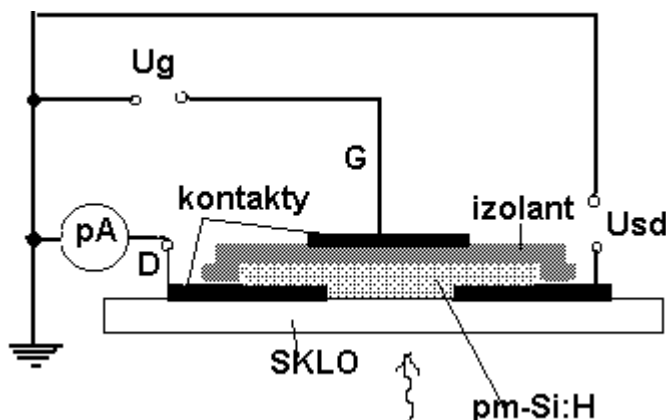


obrázek 3-3: Schematické znázornění el. obvodu a přístrojů- při měření teplotní závislosti vodivosti M61A

### Vzorek 102143

Vzorek 102143 má skladbu typu TFT, znázorněna je na obr.3-4. Podložku tvoří sklo typu Corning7059, na ní jsou napařeny Cr kontakty, které pokrývá vrstva p-typového polymorfního a-Si:H, tloušťky přibližně 100 nm. Izolační vrstvu mezi hradlovou elektrodou a polovodičem tvoří  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Cr hradlový kontakt vznikl opět vakuovým napařením. Vzorek 102143 tvoří uskupení osmi nezávislých přechodů stejné stavby, popsané výše, avšak s rozdílnou šířkou kanálu. Přechody jsou označeny A až H.

Zapojení vzorku 102143 do el. obvodu pro měření metodou CPM je znázorněno na obr.3-4.



obrázek 3-4: Schema zapojení 102143 pro měření metodou CPM

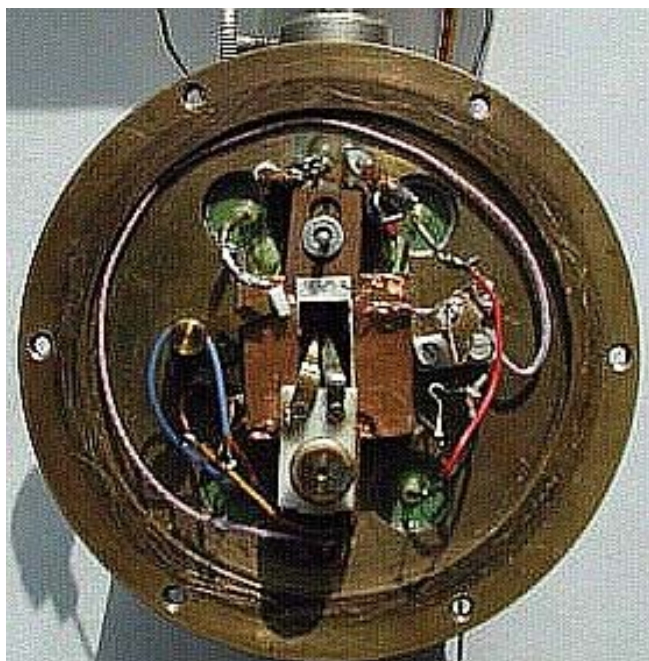
### **Vzorek 301191**

Vzorek 301191 není vyroben jako struktura FET, na podložním sklíčku Corning 7059 jsou napařeny Cr kontakty, další vrstvu tvoří standardní a-Si:H, bez dopujících prvků, deponovaná při teplotě 300°C a tlaku 40 mTorr.

Pro měření charakteristik FET struktury s použitím tohoto vzorku byla vrstva a-Si:H překryta slídkovou destičkou, na ni byla přiložena vodivá destička, plnící funkci hradlové elektrody. Princip zapojení této struktury do el. obvodu je totožný se zapojením na obr.3-4.

## **3.2. Popis komor pro uchycení vzorků**

### **Kruhová komora (hrubý popis)**



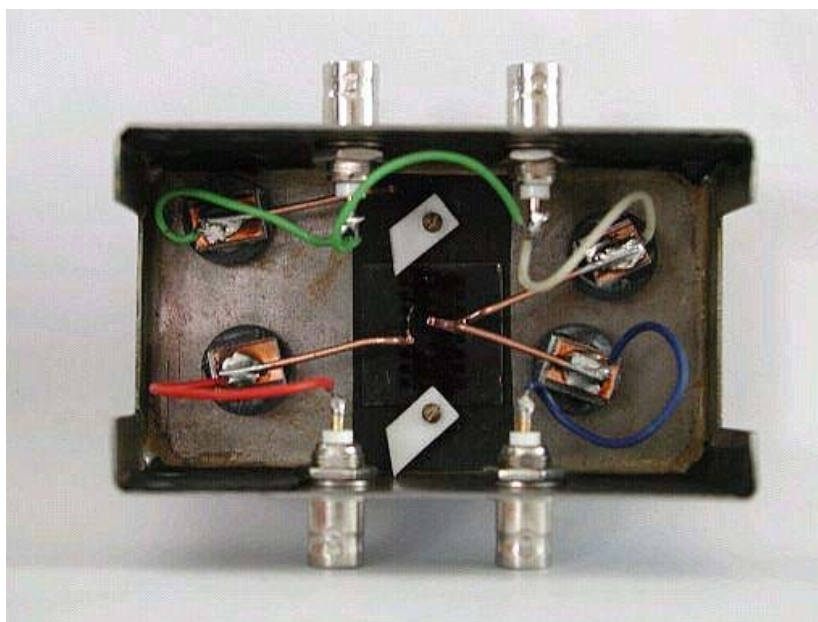
*obrázek 3-5: Pohled na kruhovou komoru*

Mosazná kruhová komora (obr.3-5) sestává ze dvou částí-víka a základního bloku. Víko má ve své ose okénko z SiO<sub>2</sub> jehož propustnost se v rozsahu vlnových délek použitých pro CPM mění nevýznamně. V základním bloku jsou usazeny 4 izolované prů-

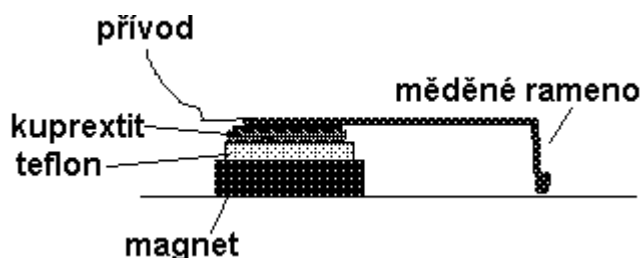
chodky, spojené s BNC konektory, dále jedna průchodka s 8 vývody pro výstup teplotních čidel a dvě průchodky pro vývody z termobaterie Peltierových článků.

Uprostřed základního bloku se nachází měděný blok, určený k usazení vzorků, po stranách bloku se nachází přívodní kontakty ke vzorkům. V Cu bloku je vložen Pt teploměr; ohřev bloku zabezpečuje termobaterie, která je spodní stranou přitisknuta k základové desce komory, kterou je možné chladit vodou.

### Hranolová komora (hrubý popis)



obrázek 3-6: Pohled na hranolovou komoru



obrázek 3-7: Skladba mobilního kontaktu

Z obr.3-6 je patrné konstrukční rozvržení přívodních BNC konektorů, propojených na pohyblivé měděné kontakty. Skladba kontaktů je na obr.3-7.

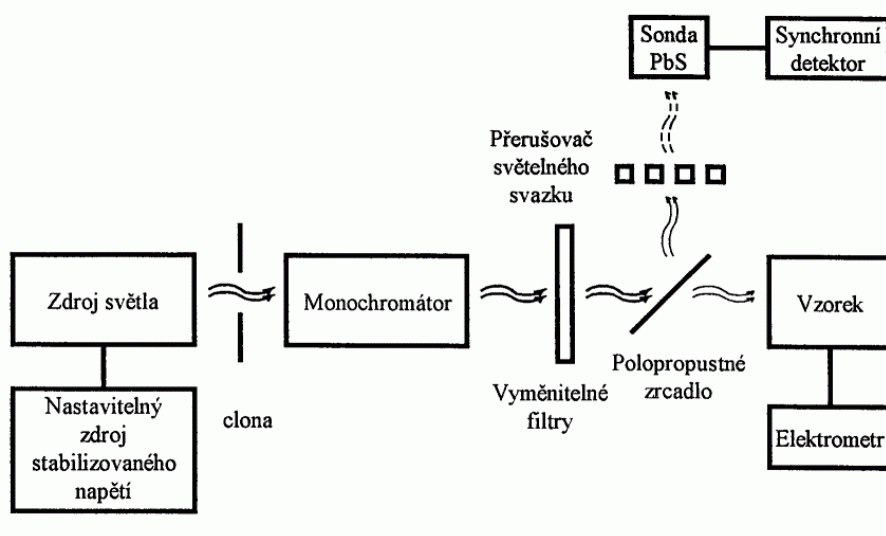


Při konstrukci mobilního kontaktu byla hlavním požadavkem eliminace svodového odporu. Toho bylo docíleno až vložením teflonové destičky mezi povrch magnetu a kuprexit s připájeným měděným ramenem. Plochy byly spojeny spec. sekundovým lepidlem (pozn. běžná sekundová lepidla nevytvoří pevný spoj s povrchem magnetu).

Ve středu hranolové komory je otvor o průměru 11 mm, v jeho okolí se z vnitřní strany nachází izolační podložka (černý papír). Měřený vzorek je položen na tuto podložku a upnut teflonovými rameny, uchycenými šrouby do kostry komory. Boční stěny komory jsou (v místech možného styku s přívody ke kontaktům) polepeny také černým izolačním papírem. Vnitřní stranu zadní stěny komory pokrývá černý karton (pro zamezení odrazu světla v komoře).

### 3.3. Aparatura pro měření metodou CPM

Aparatura, určená pro měření koeficientu absorpce metodou konstantního fotoproudu sestává ze základních částí: zdroj světla, monochromátor, vyměnitelné filtry, sonda PbS, držák vzorku, elektrometr.



obrázek 3-8: Schema aparatury CPM (přejato z [3])

Komplex pro měření CPM byl sestaven na PdFMU na principu [21], automatizace byla dokončena v roce 1997 [3], v práci [3] je také podrobně popsána.

Měření FET struktur s použitím tohoto zařízení vyžadovala několikanásobnou dobu pro ustálení fotoproudu, než při práci s jednovrstvými vzorky, nebylo možné využít plně automatizace aparatury pro CPM.

### 3.4. Výpočetní systémy pro dekonvoluci spektrální závislosti $\alpha(h\nu)$

#### Microsoft Excel 97

Běžný tabulkový procesor s uživatelsky přívětivým prostředím. Některé grafy v této práci vznikly zpracováním v MsE97. Nelze provádět dekonvoluci spekter  $\alpha(h\nu)$ .

#### Mathcad7 (verz. Professional)

Software pro širokou škálu matematických a technických výpočtů a algoritmů. Verze nižší než MCD6 pracovaly v prostředí MSDOS. Tato novější verze nabízí styl práce podobný běžným MsOffice. Je obohacena o statistické knihovny, o možnost procedurálního programování, s provázáním matematickými výpočty, omezeně je možné řídit tok dat mezi aplikacemi Office, MCAD a dalšími systémy.

Jako optimální (dostupné) pro možnosti systému Mathcad7 a efektivní pro práci s MsExcel se ukázalo vložení objektu (komponenty(odb.)) MsExcel do pracovního listu MCadu a následný export a import dat (mezi komponentou a pracovním listem). (V pracovním listu proběhla dekonvoluce, v grafu bylo možné pozorovat teoretický a naměřený průběh závislosti  $\alpha(h\nu)$ , teoretický (vypočtený)  $\alpha(h\nu)$  byl uložen jako tabulka hodnot do komponenty MsExcel). Některé grafy a výrazy, uvedené v této práci, vznikly zpracováním v Mathcadu7.

Jak už bylo uvedeno, Mathcad7 byl s výhodou využit pro dekonvoluci závislostí  $\alpha(h\nu)$ . V první fázi práce byl použit algoritmus, přejatý z verze MathCad 2.1. Výslednou křivku  $\alpha(h\nu)$  tvořilo šest podkřivek, skladba  $\alpha_1$  až  $\alpha_6$  je v tabulce 2-3, příklad výsledku dekonvoluce je na obrázku 2-5. Tento původní algoritmus je vhodný zejména pro jednovrstvé vzorky. Pro aproximaci spekter  $\alpha(h\nu)$  FET struktur však bylo zapotřebí separovat  $\alpha_1$  až  $\alpha_6$  z tabulky 2-3 na  $\alpha_1$  až  $\alpha_{12}$  možných příspěvků do koeficientu absorpce. Ve výrazech, určujících  $\alpha_1$  až  $\alpha_{12}$  byla vložena před integrál multiplikační konstanta AA1 až AA12, upravující hustotu stavů, popř. pohyblivost nosičů náboje. V souvislosti s těmito kroky bylo nutné přibližně o jeden řád zhoršit toleranci přesnosti výpočtu určitého integrálu systémem Mathcad7.

Pomocí uvedených algoritmů bylo možné sestavit obraz funkce hustoty stavu v pseudozakázaném pásu.

### 3.5. Postup určení aktivační energie $E_a$

Kapitola 2.3.3. pojednává o závislosti vodivosti polovodiče na teplotě, popř. aktivační energii. Za předpokladu, že se aktivační energie mění s teplotou nepatrně, je princip určení  $E_a$  ze vzorce (6) zřejmý. Úpravou (6) dostaneme (21):

$$\ln \sigma_d(T) = -\left(\frac{E_a}{k}\right)\left(\frac{1}{T}\right) + \ln \sigma_0 \quad (21)$$

Z (21) je vidět nepřímá úměrnost mezi  $\ln \sigma_d$  a  $(1/T)$ , směrnici této závislosti tvoří podíl  $(-E_a/k)$ .

Protože  $I_{\text{dark}} \approx \sigma_d$ , byla určena  $E_a$  ze směrnice závislosti  $\ln(I_{\text{dark}}) = fce(1/T)$ . K měření  $I_{\text{dark}} = fce(T)$  byla použita kruhová komora (kapitola 3.2.1). Pro eliminaci teplotního gradientu mezi vzorkem, povrchem Cu bloku a teplotou Pt čidla byl zvolen interval teplot při pozvolném chladnutí soustavy. Zaznamenávanými veličinami byly: odpor Pt čidla, napětí termočlánku (hrot byl umístěn na povrch Cu bloku a pokryt teplovodivou pastou), temnotní proud vzorku. Údaje Pt čidla a napětí termočlánku byly převedeny a opraveny podle tabulkových hodnot na hodnoty termodynamické teploty. Závislost  $\ln(I_{\text{dark}}) = fce(1/T)$  byla proložena regresní křivkou, jejímž výstupem byla směrnice regresní přímky. Uvedené kroky byly prováděny v MsExcel.

### 3.6. Zdroj světla pro degradaci (stručný popis)

Degradace vzorku (M61A-bude uvedeno dále) byla prováděna na zařízení sestaveném na PdFMU, podrobný popis v [4]. Vzorek byl ozařován degradační lampou přes křemíkový filtr, intenzita světla, dopadajícího na vzorek byla  $3,62 \text{ kW/m}^2$ , doba degradace byla 6,5 hodiny. Nebyl sledován časový vývoj metastability vzorku.

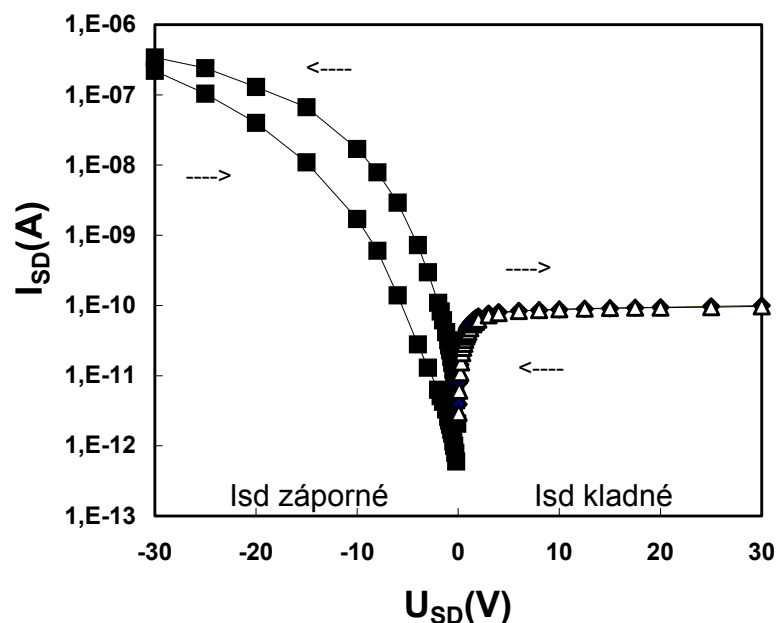
## 4. Výsledky měření a jejich vyhodnocení

Byly vyšetřovány optoelektrické vlastnosti vzorků M61A, 102143 a 301191. Pro přehlednost jsou naměřené údaje a vyhodnocení uvedeny v kapitolách, členěných podle vzorků.

### 4.1. Vzorek M61A

#### 4.1.1. VA charakteristika

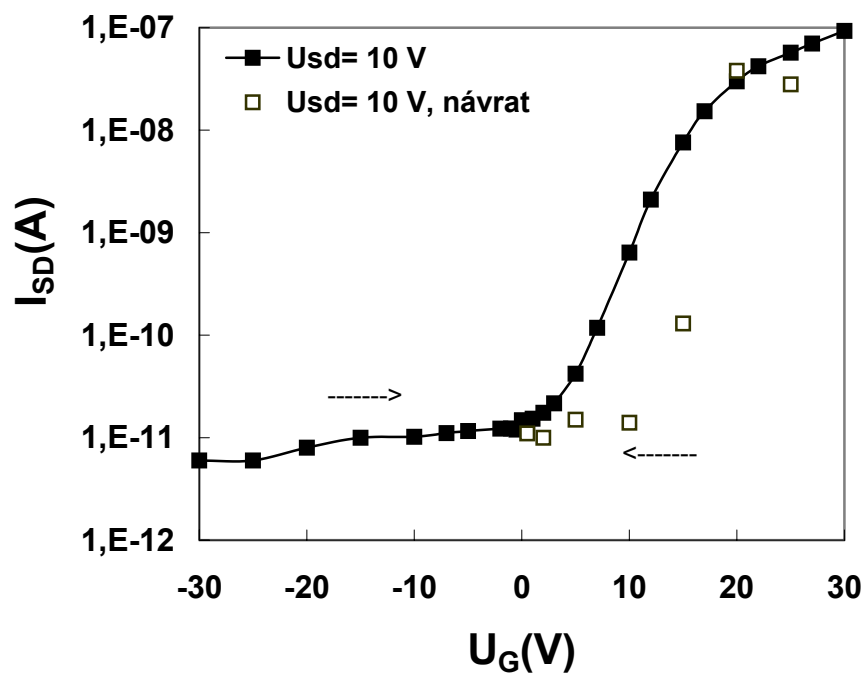
Byla změřena voltampérová charakteristika  $I_{SD} = f(U_{SD})$ ,  $U_{GD}=0$  V, uvedena v grafu 4-1, použito schema obr.3-2. Měřeno při osvětlení vzorku při pokojové teplotě, můžeme zanedbat vliv předchozích charakterizačních měření.



graf 4-1: VA charakteristika  $I_{SD} = f(U_{SD})$ ,  $U_G=0$  V

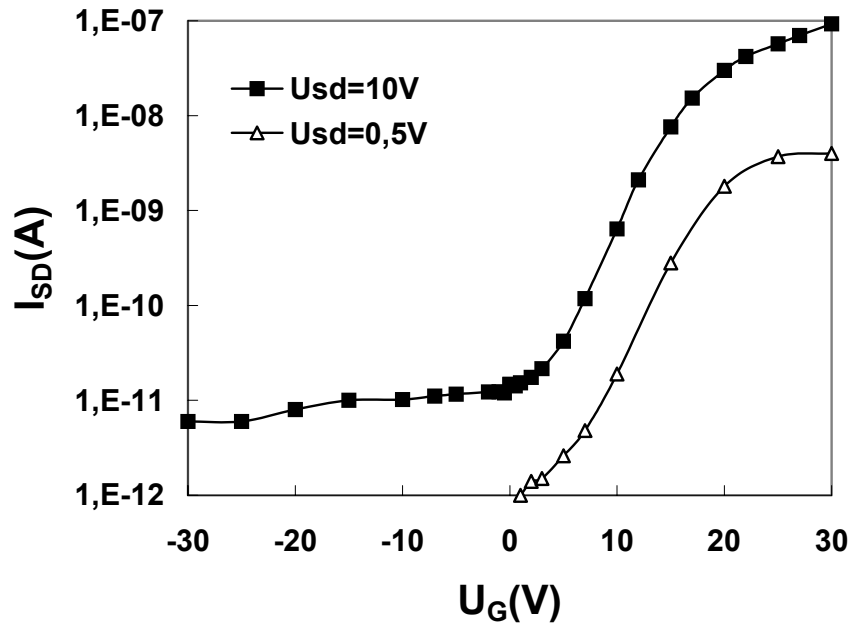
Z křivky v I. kvadrantu můžeme usuzovat, že s rostoucím napětím  $U_{SD}$  dochází zpočátku k nárůstu el. proudu kanálem, ale velmi brzy nastává nasycení a kanál přejde do stavu pinch-off. Lze to vysvětlit vznikem a postupným rozšiřováním oblasti s malou koncentrací volných nosičů náboje (elektronů), nacházející se v a-Si:H při řídicí elektrodě. U křivky II. kvadrantu nastává opačný jev, intenzita el. pole hradla směřuje do polovodiče a roste spolu s  $U_{SD}$ . V polovodiči se v blízkosti hradla vytváří oblast, oboha-

cená o volné nosiče náboje (elektrony), se zvyšující se intenzitou se vrstva rozšiřuje. Vlivem působení el. pole však dochází k injekci pohyblivých iontů opačné polaroty do dielektrika a současně k polarizaci dielektrika. Můžeme tak usoudit ze změny charakteristik při návratu k počátku. Injektované ionty a zpolarizované dipóly dielektrika zřejmě způsobí snížení intenzity elektrického pole v polovodiči (souvislost s vlivem vytvoření oblasti povrchového prostorového náboje bude ukázána dále). Stejně změny jsou přítomny v převodní charakteristice  $I_{SD} = f(U_G)$   $U_{SD} = \text{konst.}$ . Tato charakteristika nebyla sestavována bezprostředně po výše uvedených charakterizacích. Podle [1, str.86] můžeme považovat podobná měření za korektní pouze v případě dostatečného vyhřátí vzorku. Budeme však předpokládat, že charakteristiky lze považovat za korektní, jestliže mezi charakterizací ponecháme vzorku dostatečně dlouhou dobu pro relaxaci struktury.



graf 4-2: Charakteristika  $I_{SD} = f(U_G)$   $U_{SD} = 10$  V, smysl nárůstu napětí pro uvedené křivky vyznačen šipkou

Následující porovnání převodních charakteristik  $I_{SD} = f(U_G)$   $U_{SD} = 10$  V, 0,5 V ukazuje rozdílnost v podmínkách, za kterých dojde k úplnému otevření kanálu. Je patrné, že při nižších hodnotách  $U_{SD}$  se vrstva obohacená o volné nosiče náboje rozšíří do polovodiče (a-Si:H) více už při nižších hodnotách  $U_G$ .



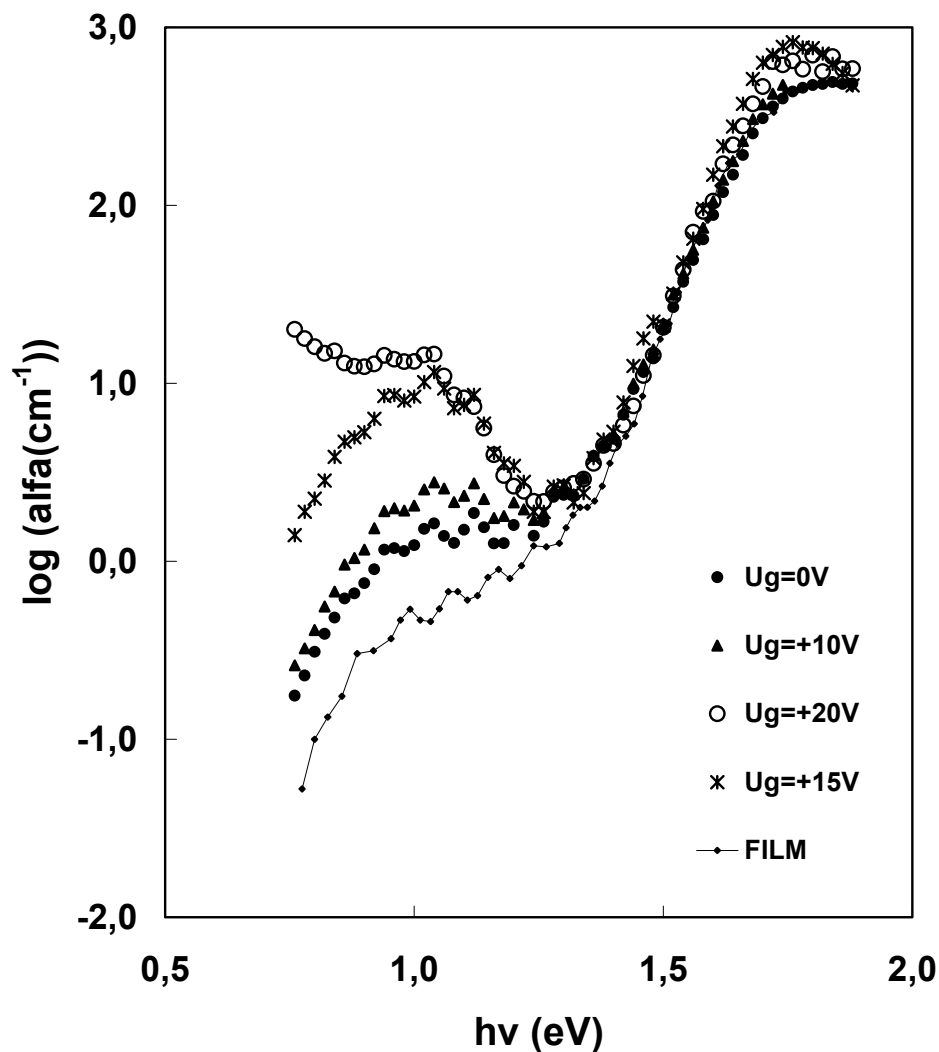
graf 4-3: Charakteristika  $I_{SD} = f(U_G)$   $U_{SD}=10 V, 0,5 V$

#### 4.1.2. Aplikace CPM

Pro  $U_{SD}=10 V$  a  $0,5 V$  a vhodná  $U_G$  byly metodou CPM určeny spektrální závislosti koeficientu absorpce. Měření byla prováděna při pokojové teplotě, použité schema zapojení je uvedeno v obrázku 3-2. Bylo použito zařízení popsané v kapitole 3.3.

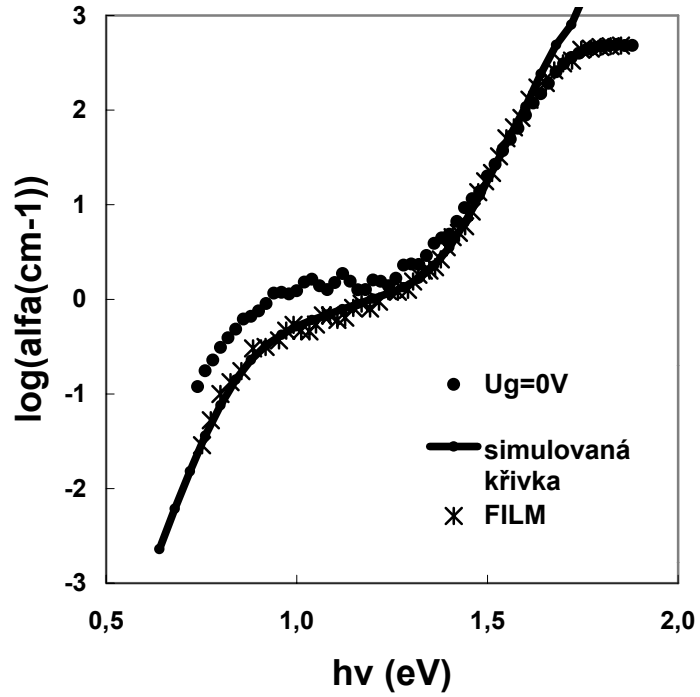
#### Charakterizace při $U_{SD}=10 V$

V grafech 4-4a),b),c) se nachází křivky  $\alpha = f(h\nu)$  pro napětí  $U_{SD}=10 V$  a uvedená napětí řídicí elektrody. Nejdříve bylo provedeno ukotvení ověřené charakteristiky  $U_G=0 V$  a ztotožnění části průběhu v oblasti 1,5 až 1,9 eV s referenční charakteristikou (ozn. FILM), získanou kombinací měření metodou PDS a CPM vrstvy a-Si:H, deponované současně s M61A. K průběhu  $U_G=0 V$  jsou kotveny zbylé křivky. (Jsou navazovány především v oblastech 1,36 až 1,5 eV, pro závažné odchylky v částech odpovídajících vyšším energiím, způsobené zřejmě chybami systému měřících přístrojů, za předpokladu, že se změnou vnějších napětí na vzorku nedochází ke změně stoupání křivky v intervalu 1,5 - 1,9 eV.

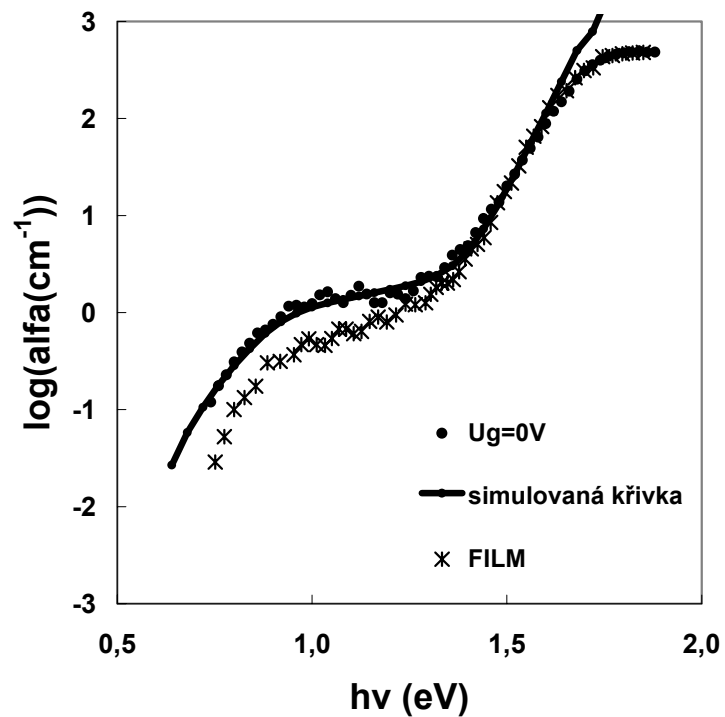


graf 4-4a): Naměřené závislosti koeficientu absorpce pro uvedená hradlová napětí při  $U_{SD}=10$  V a referenční charakteristika, ozn. "FILM"

V grafu 4-4a) můžeme pozorovat zvýšené hodnoty koeficientu absorpce struktury M61A při  $U_G=0$  V v oblasti subgapové absorpce vzhledem k absorpční křivce samostatné vrstvy a-Si:H. Můžeme tak usuzovat na zvýšení hustoty hlubokých stavů. Podrobně změny posoudíme porovnáním hodnot parametrů získaných dekonvolucí teoretické křivky, pokrývající experimentální data (kapitola 2.5.3.). Příklad znázornění překrytí simulované křivky a experimentální závislosti  $\alpha(h\nu)$  je uveden v grafech 4-5 (pro referenční charakteristiku (ozn.FILM)) a 4-6 (pro  $\alpha(h\nu)$  při  $U_G=0$  V,  $U_{SD}=10$  V). Hodnoty příslušných dekonvolučních parametrů jsou uvedeny v tabulce 4-1.



graf 4-5: Překrytí simulované křivky spektrální závislosti koeficientu absorpce s experimentální závislostí, ozn. FILM



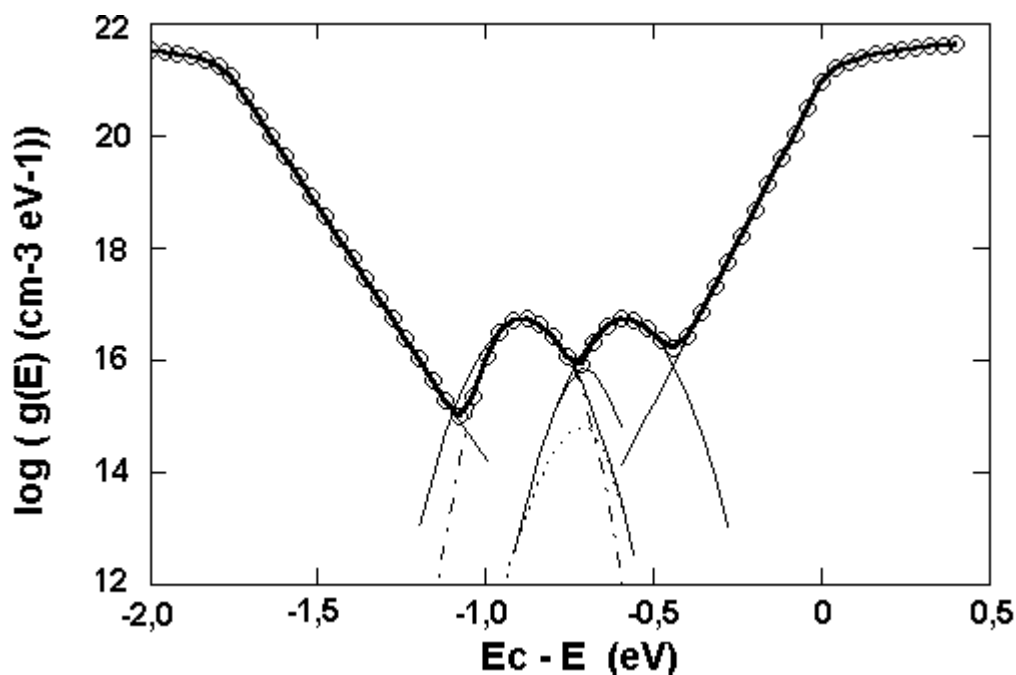
graf 4-6: Překrytí simulované křivky spektrální závislosti koeficientu absorpce s experimentální závislostí vzorku M61A, pro  $U_{SD}=10V, U_G=0V$



	EG	EF	ED	A	EC	EV	AA9	AA10	AA11	AA12
	(eV)	(eV)	(eV)	( $10^{16} \text{cm}^{-3}$ )	(eV)	(eV)	(-)	(-)	(-)	(-)
FILM	1,752	-0,755	-0,89	1,05	0,038	0,05	1	1	1	1
$U_g=0V$		-0,695					2	2	2	2

Pozn: buňka bez uvedené hodnoty značí, že nedošlo ke změně hodnoty, uvedené v předchozí (horní) buňce  
 $U=0,3eV$   $C=2,1*10^{-38} \text{cm}^{-1}eV^{-1}$  M61A: $U_{SD}=10V, U_G=0V$   
 $W=0,075eV$  AA1 až AA8=1  $E_c=0eV$   
 $N_0=6,7*10^{21} \text{cm}^{-3}eV^{-3/2}$  -hodnoty těchto parametrů se nemění

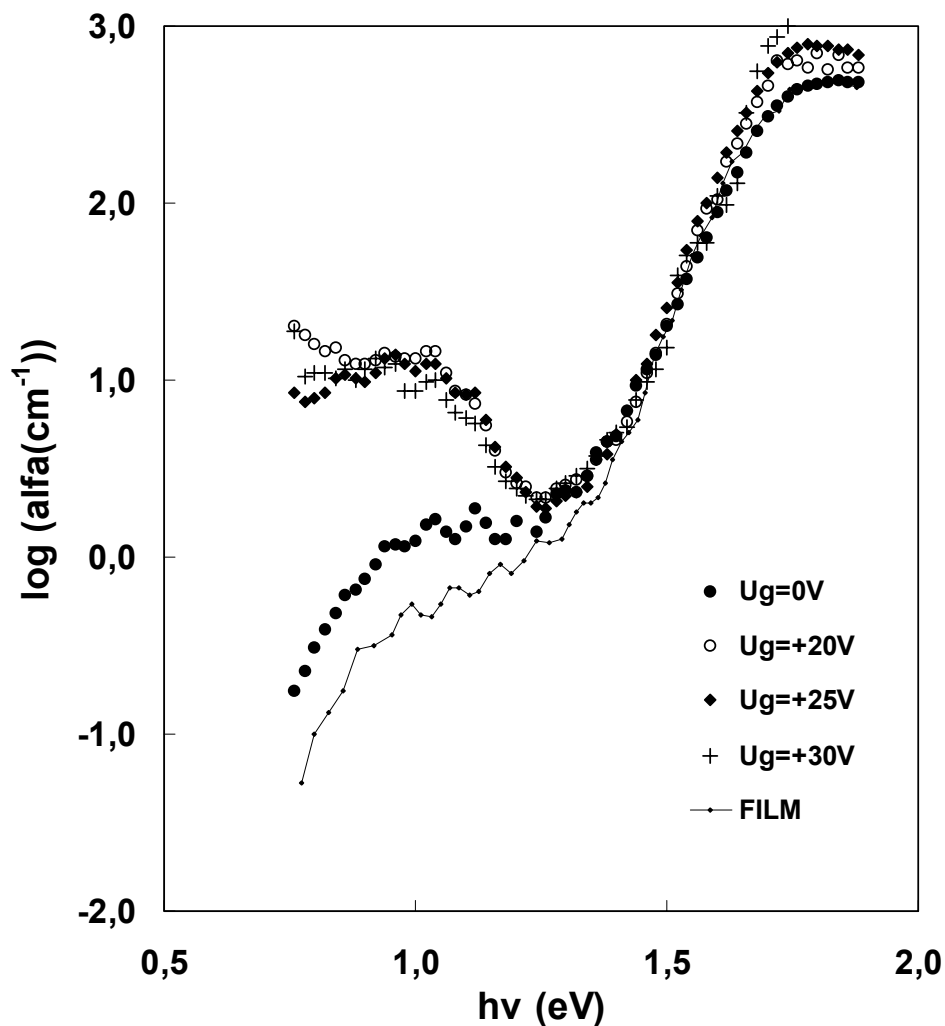
tabulka 4-1: Hodnoty parametrů funkce hustoty stavů pro vrstvu, reprezentovanou závislostí, ozn. FILM a vzorek M61A při  $U_{SD}=10 V$ ,  $U_G=0 V$



graf 4-7: Obráz funkce  $g(E)$ , tenče jsou znázorněny podkřivky koncentrace stavů, získáno dekonvolucí absorpčního spektra vzorku M61A ( $U_{SD}=10 V$ ,  $U_G=0 V$ )

Z tabulky 4-1 je vidět posun Fermiho hladiny blíže k okraji vodivostního pásu a zvýšenou hodnotu multiplikativní konstanty AA9 až AA12. V prvním kroku můžeme usoudit na přerozdělení mezi nábojovými hlubokými stavy D0 a D- . Podle polohy Fermiho meze lze označit M61A za slabě n-typový vzorek. Vysvětlením může být po-





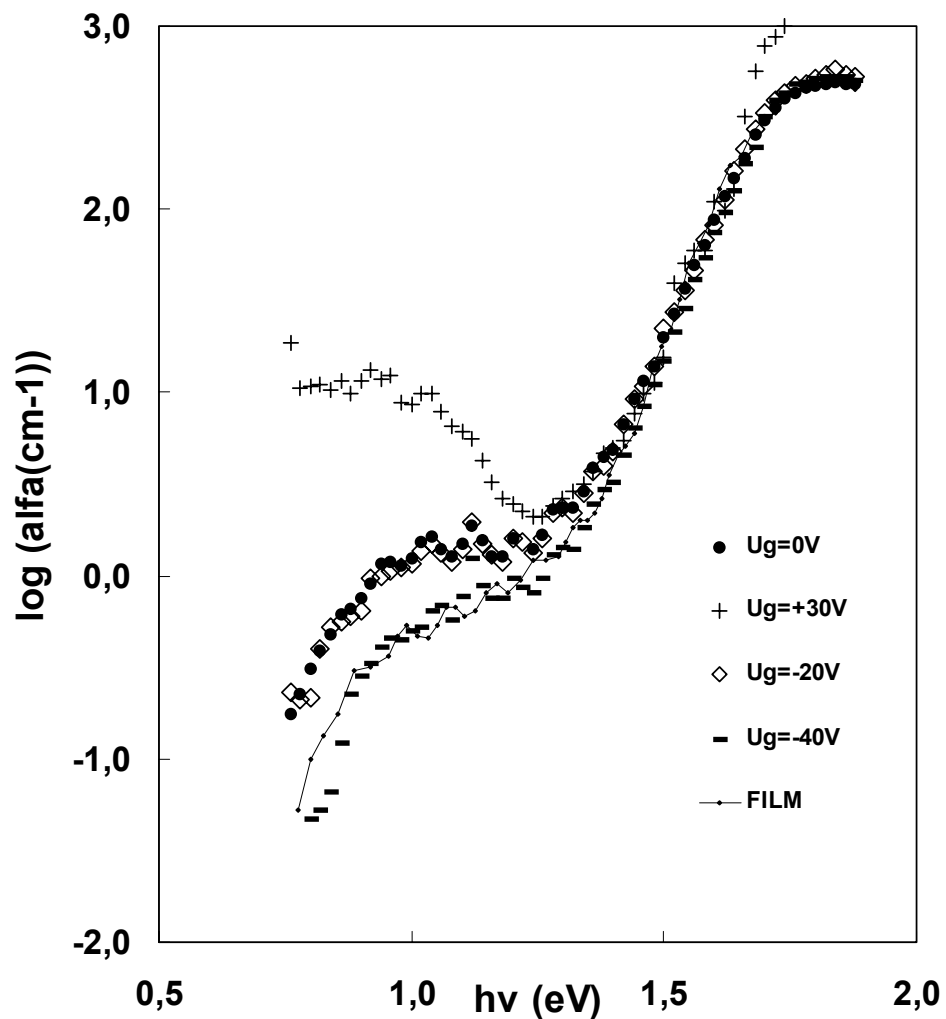
graf 4-4b): Naměřené závislosti koeficientu absorpce pro uvedená hradlová napětí při  $U_{SD}=10\text{ V}$  a referenční charakteristika, ozn. "FILM"

V grafu 4-4a) jsme viděli nárůst absorpce pro hradlová napětí 15 a 20 V, z grafu 4-4b) je však při dalším zvyšování  $U_G$  patrný mírný pokles absorpce v dané oblasti. Z uvedených křivek nelze usoudit, zda při zvyšování hodnoty  $U_G > 20\text{ V}$  dochází k poklesu absorpce odpovídající oblasti hlubokých stavů. CPM měření pro  $U_G > 30\text{ V}$  nebyla prováděna, temnotní proud vzorku byl relativně vysoký v porovnání s el. proudem vzorku při osvětlení.

Proložení naměřených závislostí  $\alpha(h\nu)$  pro  $U_G > 20\text{ V}$  pomocí modelové křivky  $\alpha = \sum \alpha_i(\epsilon)$  ( $i=1$  až 12) nebylo uskutečněno. Byly prováděny pokusy o dekonvoluci spektra  $\alpha(h\nu)$ , ale získané hodnoty parametrů funkce  $g(E)$  nebyly relevantní. Použitý algoritmus výpočtu simulované křivky  $\alpha(h\nu)$  předpokládá jedinou homogenní vrstvu. Ukazuje se, že v prvním přiblížení je možné absorpční spektrum vzorku M61A pro

$U_{SD}=10\text{ V}, U_G>10\text{ V}$  simulovat lineární kombinací absorpčních spekter  $\alpha_A, \alpha_B$  ( $c_1*\alpha_A + c_2*\alpha_B$ ) dvou vrstev amorfních polovodičů charakteristických např. odlišnými polohami a hustotou hlubokých stavů, odlišnou pohyblivostí volných nosičů náboje, apd.. Je však zřejmé, že pro přesnou aproximaci musí modely vyššího stupně zahrnovat gradient intenzity el. pole v polovodiči, a jak vyplývá dále, i koncentraci nosičů náboje v objemu polovodiče.

V grafu 4-4c) jsou vyneseny naměřené křivky  $\alpha(h\nu)$  pro  $U_{SD}=10\text{ V}$ ,  $U_G=0\text{ V}$ ,  $-20\text{ V}$  a  $-40\text{ V}$ .



graf 4-4c): Naměřené závislosti koeficientu absorpce pro uvedená hradlová napětí při  $U_{SD}=10\text{ V}$  a referenční charakteristika, ozn. "FILM"

$U_G$	EG	EF	ED	A	EC	EV	AA9	AA10	AA11	AA12
(V)	(eV)	(eV)	(eV)	( $10^{16} \text{cm}^{-3}$ )	(eV)	(eV)	(-)	(-)	(-)	(-)
0	1,752	-0,695	-0,89	1,05	0,038	0,048	2	2	2	2
-20		-0,765					4	2	2	1
-40		-0,775					0,1	1	1	0,1

Pozn:  $E_c=0\text{eV}$ , buňka bez uvedené hodnoty značí, že nedošlo ke změně hodnoty, uvedené v předchozí (horní) buňce  
 $U=0,3\text{eV}$   $C=2,1*10^{-38} \text{cm}^{-1} \text{eV}^{-1}$   $U_{SD}=10\text{V}$   
 $W=0,075\text{eV}$  AA1 až AA8=1  
 $N_0=6,7*10^{21} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-3/2}$  -hodnoty těchto parametrů se nemění

tabulka 4-3: Hodnoty parametrů funkce hustoty stavů pro uvedené hodnoty hradlového napětí, při  $U_{SD}=10 \text{ V}$ , vzorek M61A

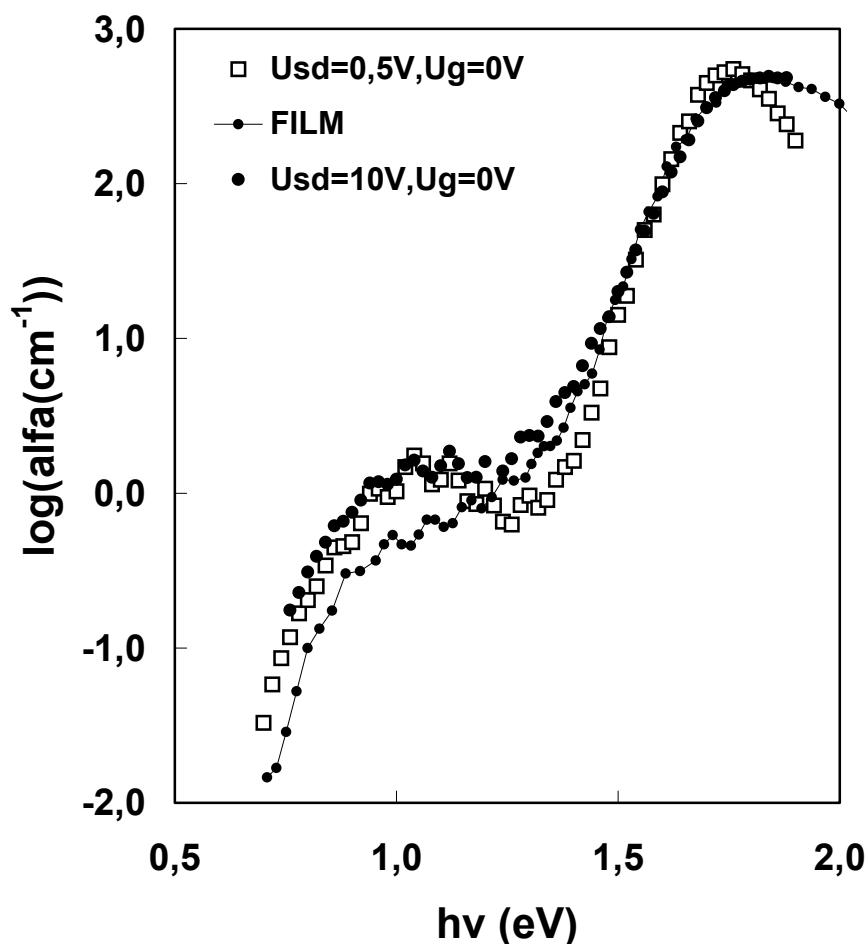
$\alpha(h\nu)$  při  $U_G= -20 \text{ V}$  má velmi podobný průběh jako křivka  $\alpha(h\nu)$  pro  $U_G=0 \text{ V}$ , Fermiho hladina se však nachází dále od hrany vodivostního pásu. Při  $U_G= -40 \text{ V}$  nastal další posun úrovně  $E_F$  a podle očekávání i pokles absorpce v subgapové oblasti. Pokles je zřejmě způsoben úbytkem hustoty stavů v hraně vodivostního pásu, důkazem je možnost korekce parametrem AA4, kterým lze nepatrně lépe ztotožnit simulovanou křivku  $\alpha$  s experimentálním  $\alpha(h\nu)$ . Uvedený pokles hustoty stavů je pravděpodobně důsledkem napřimení nebo ohybu energiových pásů "nahoru" (obr.2-22), ve vrstvě blízko hradlové elektrody. I zde by bylo možné aplikovat dvouvrstvý model struktury M61A pro aproximaci spektrální závislosti koeficientu absorpce.

Vraťme se k průběhu  $\alpha(h\nu)$  při  $U_G= -20 \text{ V}$ . Toto spektrum bylo získáno po sekvenci měření metodou CPM pro  $U_{SD}=10 \text{ V}$ ,  $U_G=30 \text{ V}$ , v jednom dni. V souladu s kap.2.10. a [22,kap.5,6] můžeme uvažovat vliv povrchových stavů na povrchu vlastního materiálu, které jsou v těsném kontaktu s oblastí povrchového prostorového náboje; a dále povrchové stavy v oxidové vrstvě a na povrchu oxidové vrstvy použité hradlové elektrody, které jsou od oblasti povrchového prostorového náboje odděleny vrstvou dielektrika. Přerozdělení nábojů mezi oblastí povrchového prostorového náboje a stavy na povrchu materiálu je charakterizováno časovými konstantami řádu  $10^{-8}$  až  $10^{-3} \text{ s}$ , zatímco přechod nábojů na stavy v oxidové vrstvě a na této vrstvě je charakterizován časovými konstantami řádu  $10^{-1}$  až  $10^4 \text{ s}$ . Toto koresponduje s jevem relaxace, spojené se zaplňováním a vyprazdňováním uvedených stavů, na které bylo nepřímo poukázáno v [1]. V [22] se uvádí, že v materiálu s větší koncentrací nosičů náboje se prostorový náboj rozprostírá do menších hloubek (např. u kovů do vzdál. 1 atomové roviny).

### Charakterizace při $U_{SD}=0,5$ V

Před sadou měření metodou CPM při  $U_{SD}=0,5$  V byla provedena řada charakterizací metodou CPM, včetně vyžihání vzorku. Při těchto měřeních a po vyžihání byla pozorována zvýšená hodnota koeficientu absorpce v oblasti energií hlubokých stavů a to i při  $U_G=0$  V. Můžeme usoudit, že se v izolační vrstvě akumuloval kladný náboj, který působí zakřivení energiových pásů ve vrstvě při hradlové elektrodě, a který není možné obvyklým žiháním vzorku eliminovat.

V grafech 4-8a),b),c) se nachází křivky  $\alpha = f(h\nu)$  pro napětí  $U_{SD}=0,5$  V a uvedená napětí řídicí elektrody. Nejdříve bylo provedeno ukotvení charakteristiky  $U_G=0$  V a ztotožnění části průběhu v oblasti 1,5 až 1,9 eV s referenční charakteristikou (ozn. FILM). Ostatní křivky jsou kotveny totožným postupem.



graf 4-8a): Naměřené závislosti koeficientu absorpce při  $U_G=0$  V ( $U_{SD}=0,5$  V),  $U_G=0,5$  V ( $U_{SD}=10$  V) a znázornění referenční charakteristiky, ozn. "FILM"

V grafu 4-8a) můžeme pozorovat pokles hodnot koeficientu absorpce při  $U_{SD}=0,5V(U_G=0V)$  pro  $h\nu=1,2$  eV až 1,5 eV, vzhledem k hodnotám  $\alpha$  při  $U_{SD}=10V(U_G=0V)$ . Spolehlivé vysvětlení odlišnosti zatím neexistuje. Autorem předložené vysvětlení odlišnosti vychází z předpokladu malé koncentrace volných nosičů náboje vlivem relativně nízkého napětí  $U_{SD}$  a uzemněné hradlové elektrody. Předpokládejme dvouvrstvý model použitého polovodiče. Vlivem nízké koncentrace volných nosičů náboje převládá v polovodiči vrstva charakteristická ohybem val. a vodiv. pásu "nahoru", nebo chceme-li: s větší vzdáleností  $E_F$  od  $E_c=0$  eV, vrstva, jejíž absorpční spektrum odpovídá naměřené závislosti pro  $h\nu>1,1$  eV. Spektrum pro energie  $h\nu<1,1$  eV je tvořeno převážně absorpcí vrstvy poblíž dielektrika hradlové elektrody, charakteristické zakřivením energiiových pásů "dolů".

Nyní rozebereme hodnoty parametrů získaných dekonvolucí teoretické křivky  $\alpha(h\nu)$ , pokrývající experimentální data (kap.2.5.3.). Fitování provádíme záměrně pro oblasti mimo interval (1 eV až 1,5 eV).

$U_{SD}$	EG	EF	ED	A	EC	EV	AA9	AA10	AA11	AA12
(V)	(eV)	(eV)	(eV)	( $10^{16} \text{cm}^{-3}$ )	(eV)	(eV)	(-)	(-)	(-)	(-)
10	1,752	-0,695	-0,89	1,05	0,038	0,048	2	2	2	2
0,5		-0,755				0,045	3,5	2,2	2,2	3

Pozn:  $E_c=0\text{eV}$ , buňka bez uvedené hodnoty značí, že nedošlo ke změně hodnoty, uvedené v předchozí (horní) buňce

$U=0,3\text{eV}$   $C=2,1*10^{-38}\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}$   $U_G=0\text{ V}$

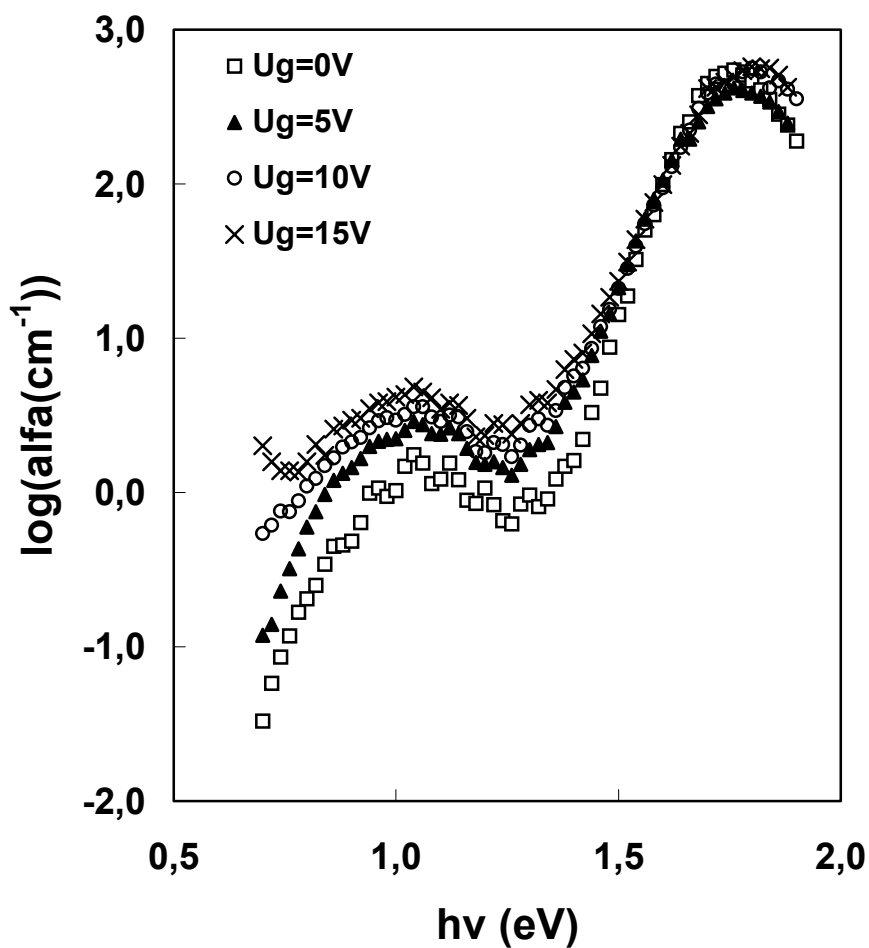
$W=0,075\text{eV}$   $AA1$  až  $AA8=1$

$N0=6,7*10^{21}\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-3/2}$  -hodnoty těchto parametrů se nemění

*tabulka 4-4: Srovnání hodnot parametrů funkce hustoty stavů pro hodnoty napětí  $U_{SD}=10\text{ V}$  a  $0,5\text{ V}$ , při  $U_G=0\text{ V}$*

Z tabulky 4-4 je zřejmý značný rozdíl v poloze Fermiho hladiny a zvýšení multiplikační konstanty AA9, vzhledem k hodnotám při  $U_{SD}=10\text{ V}$ . Povšimněme si změny EV (dekonvoluční parametr strmosti chvostu valenčního pásu). Uvedená změna o 0,003 eV byla provedena pro vhodnější ztotožnění vypočtené křivky v oblasti  $h\nu=1,4$  eV. Nárůst AA9 nelze považovat za korektní úpravu parametru. Bude ukázáno později (kap.4.3.),

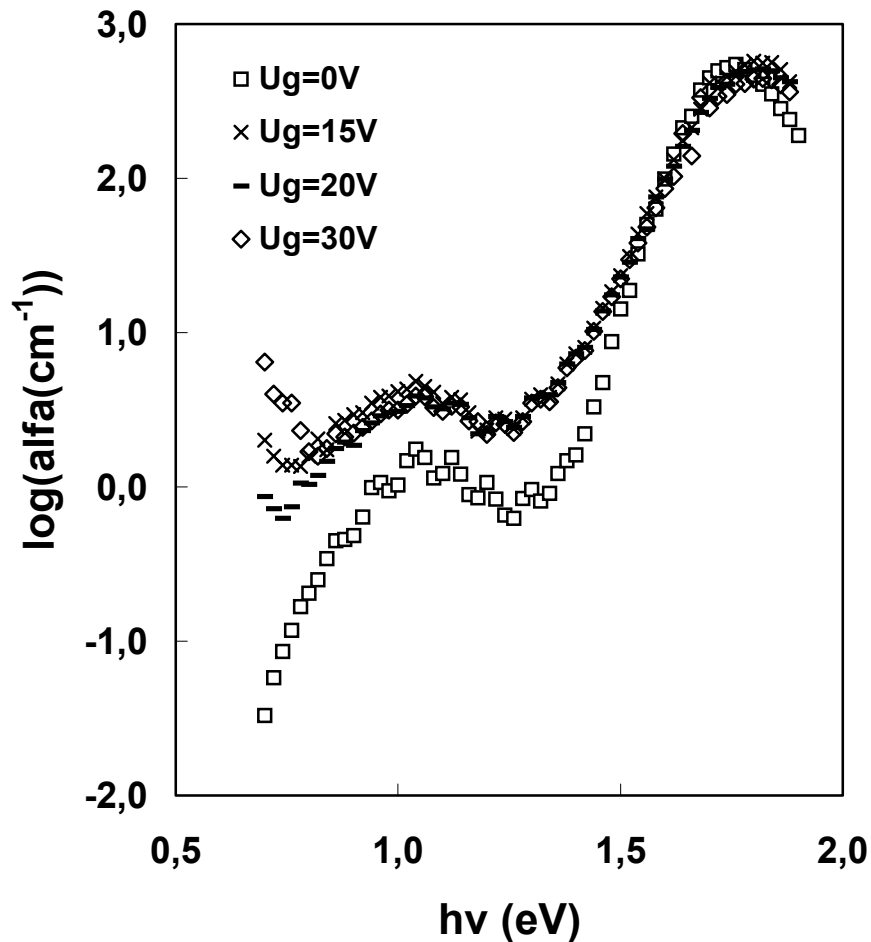
že jak tloušťka, tak absorpce tenké vrstvy při hradlové elektrodě působí změny amplitudy interferencí ve spektru  $\alpha$  a problémy při určení střední hodnoty absorpce.



graf 4-8b): Naměřené závislosti koeficientu absorpce pro uvedená hradlová napětí při  $U_{SD}=0,5$  V







graf 4-8c): Naměřené závislosti koeficientu absorpce při  $U_{SD}=0,5 V$  a vy-  
značená hradlová napětí

Z tabulky 4-6 (násl.str.) je vidět další posun Fermiho hladiny, nárůst a v zářítí pokles hodnoty parametru AA9. Hodnotu EF považujeme za kvantitativně správnou, byla určena z nejnižší části CPM křivky. Korektnější obraz funkce hustoty stavu v pseudozakázaném pásu by přinesl vícevrstvý model polovodiče, jak už bylo uvedeno. Na skladbu spektra  $\alpha(h\nu)$  z několika podkřivek lze usoudit také ze změn tvaru prohlubně v okolí 1,3 eV.

$U_G$	EG	EF	ED	A	EC	EV	AA9	AA10	AA11	AA12
(V)	(eV)	(eV)	(eV)	( $10^{16} \text{cm}^{-3}$ )	(eV)	(eV)	(-)	(-)	(-)	(-)
10	1,752	-0,725	-0,89	1,05	0,038	0,048	12,5	5,5	6	20
15		-0,700					17,5	7,5	7	(20)
20		-0,695					11,5	5,5	6	(40)
30		-0,655					(11,5)	5	(6,2)	(50)

Pozn: buňka bez uvedené hodnoty značí, že nedošlo ke změně hodnoty, uvedené v předchozí (horní) buňce

$U_{SD}=0,5V$   
 $U=0,3eV$   $C=2,1*10^{-38} \text{cm}^{-1}eV^{-1}$   $E_c=0eV$   
 $W=0,075eV$  AA1 až AA8=1 ( )-údaj bez vlivu  
 $N_0=6,7*10^{21} \text{cm}^{-3}eV^{-3/2}$  -hodnoty těchto parametrů se nemění

*tabulka 4-6: Hodnoty parametrů funkce hustoty stavů pro hradlová napětí  $U_G=\{10 V, 15 V, 20 V, 30 V\}$ , při  $U_{SD}=0,5 V$*

Změny křivek koeficientu absorpce pro  $U_{SD}=0,5 V$  vykazovaly stejné tendence jako výsledky charakterizace při  $U_{SD}=10 V$ . Nejvyššího koeficientu absorpce v oblasti hlubokých stavů bylo dosaženo už při  $U_G=15 V$  ( $U_{SD}=0,5 V$ ), u spekter  $\alpha(h\nu)$   $U_{SD}=10 V$  při  $U_G=20 V$ .

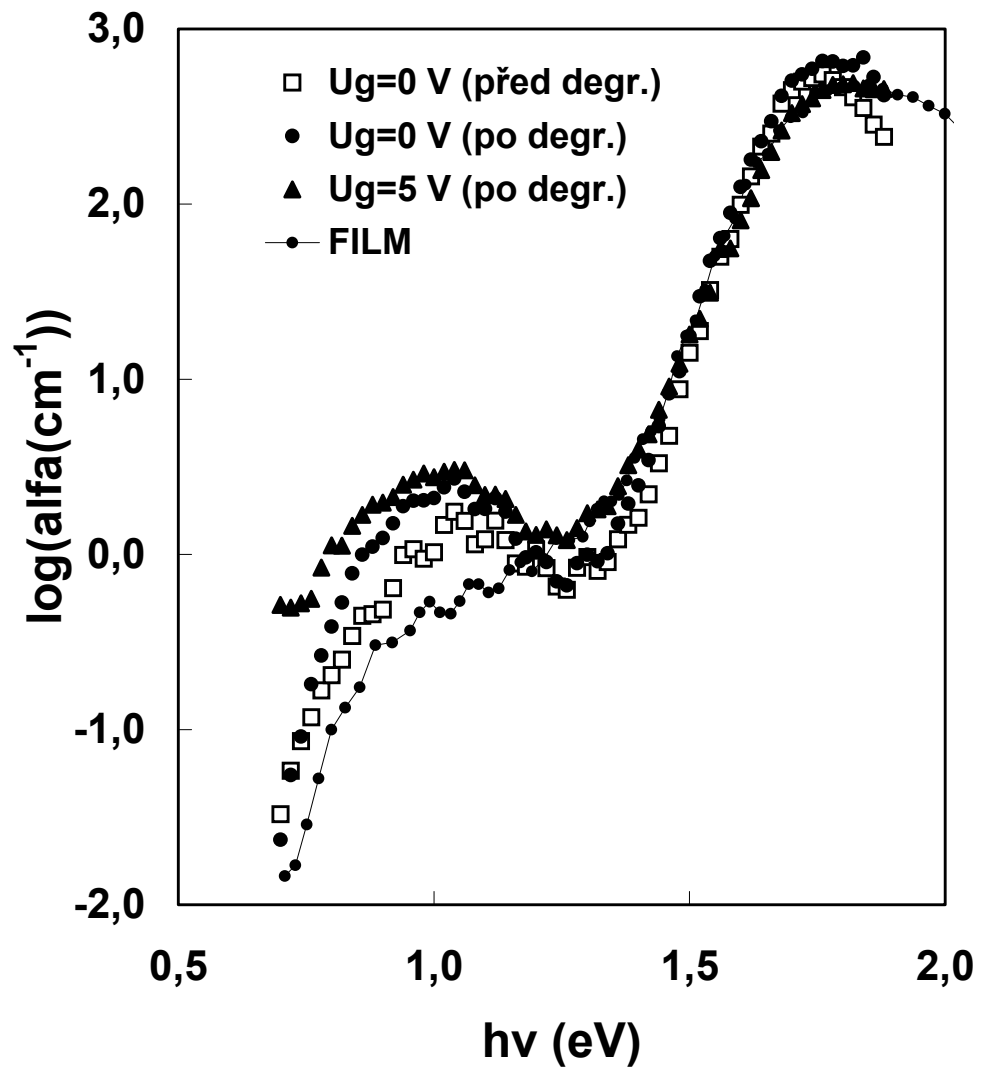
Charakterizace při  $U_{SD}=0,5 V$  byla zvolena pro eliminaci vlivu "hystereze" hradlové struktury na intenzitu el. pole v polovodiči. Vzhledem k výrazným změnám ve tvaru křivek  $\alpha(h\nu)$  lze tento krok hodnotit jako nevhodný.

Po této sadě měření CPM byl vzorek M61A degradován. Popis použitého světla je uveden v kapitole 3.6.

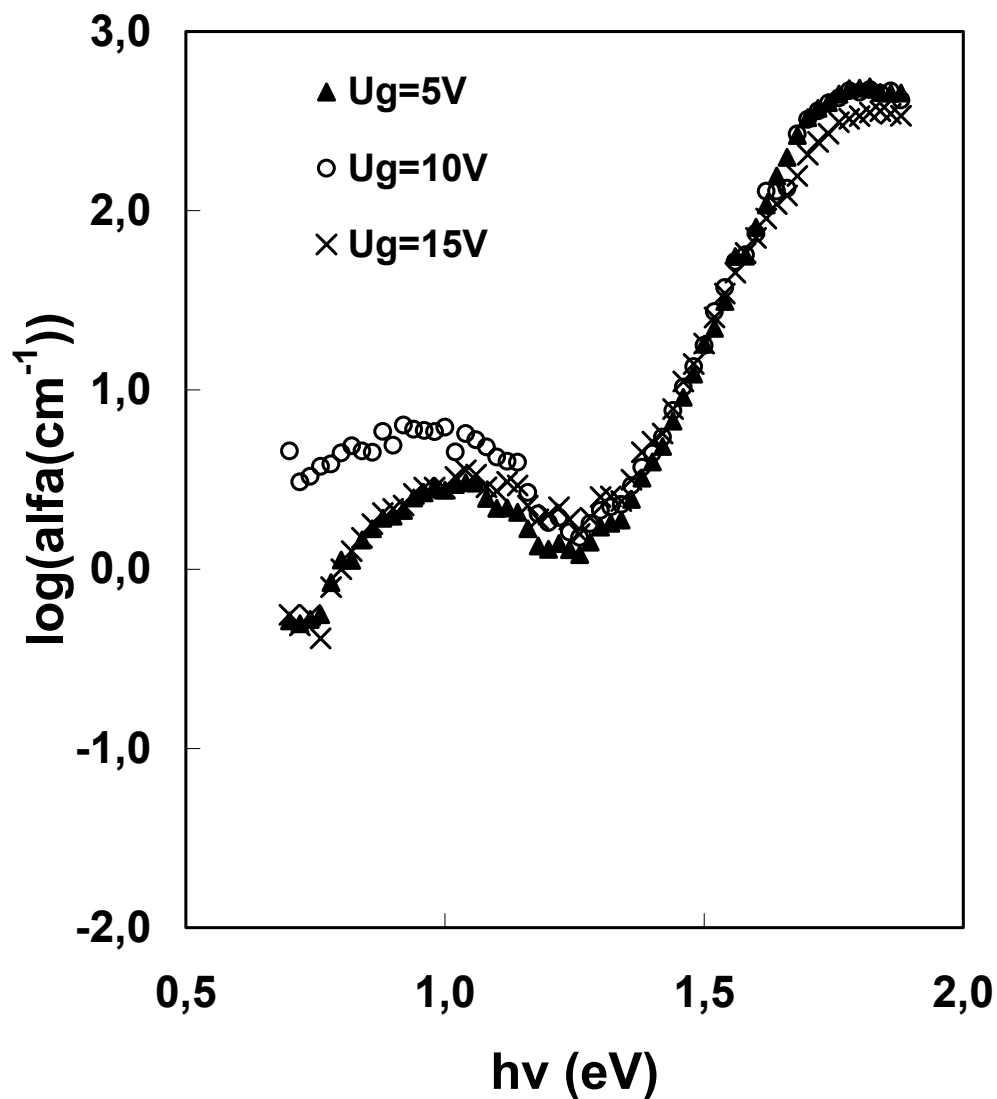
### **Charakterizace při $U_{SD}=0,5 V$ - po degradaci**

Vzorek M61A byl degradován při teplotě  $80^\circ C$ , v časových intervalech, daných degradačním programem DEGRADA-viz. [4]. Celková doba osvětlení byla téměř 6,5 hodiny.

V grafech 4-9a),b) se nachází křivky  $\alpha=f(h\nu)$  pro napětí  $U_{SD}=0,5 V$  a uvedená napětí řídicí elektrody. Data, získaná po degradaci, jsou doplněna křivkou  $\alpha(h\nu)(U_G=0 V, U_{SD}=0,5 V)$  vzorku před degradací. Ukotvení naměřených závislostí  $\alpha(h\nu)$  bylo provedeno ztotožněním částí křivek v oblasti 1,5 eV-1,7 eV ke křivce "FILM", stejným postupem jako v předchozích kapitolách.



graf 4-9a): Naměřené závislosti koeficientu absorpce při  $U_{SD}=0,5$  V, po degradaci, doplněno o závislost  $U_G=0$  V (před degradaci), při  $U_{SD}=0,5$  V



graf 4-9b): Naměřené závislosti koeficientu absorpce při  $U_{SD}=0,5\text{ V}$ , pro uvedená hradlová napětí, po degradaci

Očekávaný nárůst absorpce v subgapové oblasti je zřetelný už z odlišnosti křivek  $\alpha(h\nu)$  pro  $U_G=0\text{ V}$ . Kvantitativně tuto změnu vystihuje výsledek dekonvoluce simulační křivky  $\alpha(h\nu)$ .

$U_G$	EG	EF	ED	A	EC	EV	AA9	AA10	AA11	AA12
(V)	(eV)	(eV)	(eV)	( $10^{16}\text{cm}^{-3}$ )	(eV)	(eV)	(-)	(-)	(-)	(-)
0 "před degr."	1,752	-0,755	-0,89	1,05	0,038	0,045	3,5	2,2	2,2	3
0 "po degr."		-0,785		2,2		0,046	3,5	2	2	(3)
5 "po degr."		-0,725		2,2		0,048	(3,5)	2,5	4,2	(20)
Pozn: buňka bez uvedené hodnoty značí, že nedošlo ke změně hodnoty, uvedené v předchozí (horní) buňce $U=0,3\text{eV}$ $C=2,1*10^{-38}\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}$ $U_{sd}=0,5\text{V}$ $W=0,075\text{eV}$ $AA1\text{ až }AA8=1$ $E_c=0\text{eV}$ $N_0=6,7*10^{21}\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-3/2}$ $( )$ -údaj bez vlivu -hodnoty těchto parametrů se nemění										

tabulka 4-7: Hodnoty parametrů funkce hustoty stavů při  $U_{SD}=0,5\text{V}$ , pro  $U_G=0\text{ V}$  -před degr. a pro  $U_G=0\text{ V}$  a  $5\text{ V}$  -po degradaci

Určení EF pro  $U_G=5\text{ V}$  (po degr.) je jen přibližné a spolu s EF pro  $U_G=0\text{ V}$  (po degr.) nám však spolehlivě dokazuje nárůst hlubokých stavů a změnu aktivační energie, které bude věnována další část této kapitoly.

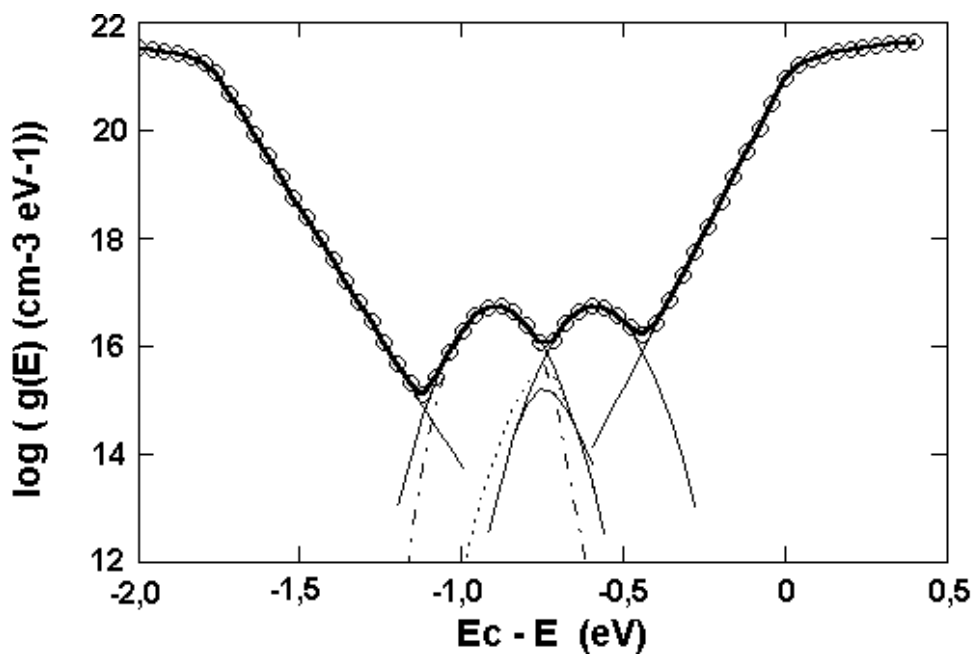
Nejvyšších hodnot v oblasti hlubokých stavů nabyla křivka  $\alpha(h\nu)$  ( $U_G=10\text{ V}$ , po degradaci)-graf 4-9b). Křivka  $\alpha(h\nu)$  ( $U_G=15\text{ V}$ , po degradaci) nabývá ve stejné oblasti nižších hodnot, opačné tendence však mají části křivek  $\alpha(h\nu)$  kolem bodu  $h\nu=1,3\text{ eV}$ . Zde nabývají přibližně stejných hodnot jako před žiháním.

Zjištěné experimentální průběhy  $\alpha(h\nu)$  autor považuje za korektní (vybrané experimentální křivky byly při nezávislých měřeních potvrzeny).

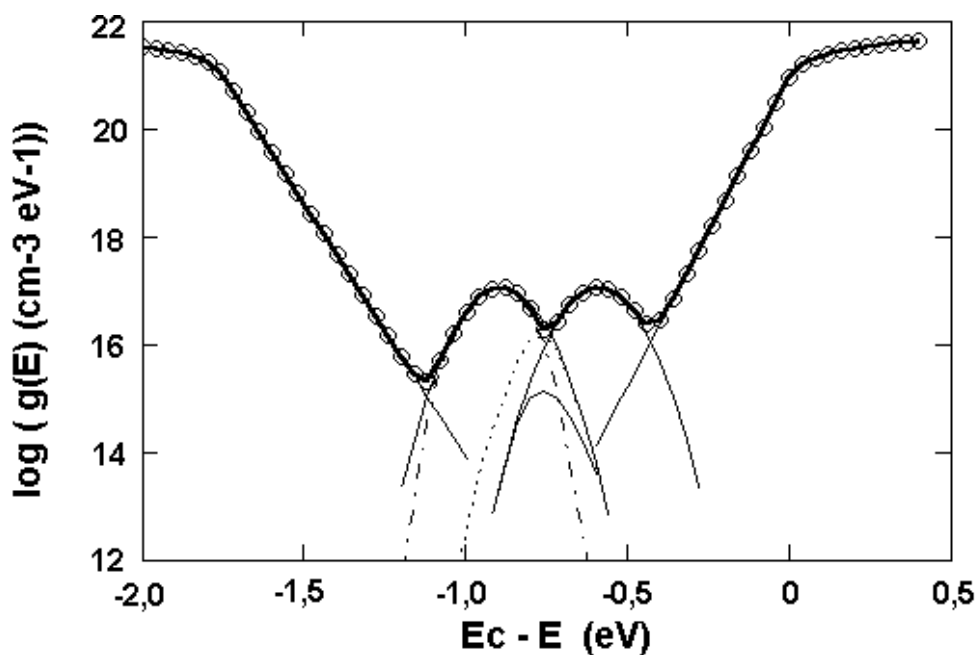
(POZN. AUTORA: Při některých charakterizačních měřeních metodou CPM, zejména po několika bezprostředně předcházejících měřeních byly pozorovány jevy zvyšování okamžitých hodnot el. proudu při snižování světelného toku a naopak. Tento, na první pohled, paradox může mít vysvětlení v tvorbě pomalých povrchových stavů [22] a ve vlastnostech povrchového prostorového náboje v polovodiči.)

Byl pozorován vliv zdegradované FET struktury vzorku M61A na spektrální závislost koeficientu absorpce při různých napětích na hradlové elektrodě. Nastal nárůst hustoty hlubokých stavů a zvýšila se doba ustálení vzorku při charakterizačních krocích metody CPM. Na základě hodnot parametrů funkce  $g(E)$  pro  $U_G=0\text{ V}$  ( $U_{SD}=0,5\text{ V}$ ) před degradací a hodnot parametrů  $g(E)$  pro  $U_G=0\text{ V}$  ( $U_{SD}=0,5\text{ V}$ ) po degradaci (tabulka 4-7), byly sestaveny obrazy funkce hustoty stavů - grafy 4-10 a 4-11.

Vysvětlení S-W jevu není cílem této práce.



graf 4-10: Obráz funkce  $g(E)$ , tence jsou znázorněny podkřivky koncentrace stavů, získáno dekonvolucí absorpčního spektra vzorku M61A ( $U_{SD}=0,5$  V,  $U_G=0$  V), před degradací



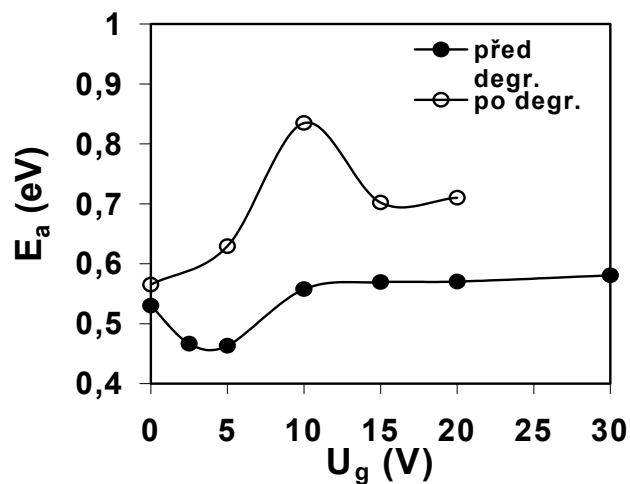
graf 4-11: Obráz funkce  $g(E)$ , tence jsou znázorněny podkřivky koncentrace stavů, získáno dekonvolucí absorpčního spektra vzorku M61A ( $U_{SD}=0,5$  V,  $U_G=0$  V), po degr.

### Výsledky určení aktivační energie M61A

U vzorku M61A byla pro  $U_{SD}=0,5$  V a napětí, uvedená v tabulce 4-8 určena před degradací a po degradaci aktivační energie  $E_a$ . Metoda určení  $E_a$  byla popsána v kapitole 3.5. Zjištěné hodnoty aktivační energie z tabulky 4-8 jsou znázorněny v grafu 4-12.

U <sub>sd</sub> =0.5V	E <sub>a</sub>	
	před degr.	po degr.
	(V)	(eV)
0	0,53	0,56
2,5	0,46	
5	0,46	0,62
10	0,55	0,83
15	0,56	0,70
20	0,57	0,71
30	0,58	

tabulka 4-8: Výsledky nepřímých měření  $E_a$  před a po degradaci M61A,  $U_{SD}=0,5$  V



graf 4-12: Znázornění hodnot  $E_a$  před a po degradaci pro  $U_{SD}=0,5$  V a dané hodnoty  $U_G$ .

Z hodnot  $E_a$  vyplývá, že hodnota  $E_a$  pro  $U_{SD}=0,5$  V byla před degradací v rozmezí (0,4 až 0,6 eV). Po degradaci byly podle očekávání zjištěny vyšší hodnoty  $E_a$ . Za rele-



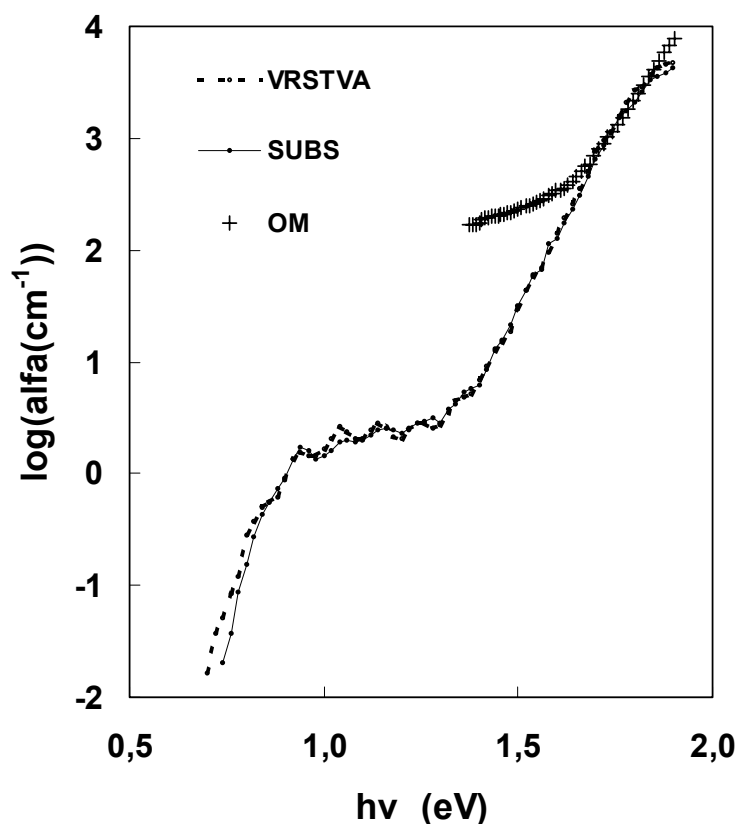
vantní však autor považuje pouze hodnoty aktivační energie při  $U_G=0$  V před i po degradaci. Podle [1] závisí předexponenciální faktor  $\sigma$  ve vztahu (21) na teplotě a ohnutí pásů (val. a vod.) při hradlové elektrodě. K detekovanému proudu při určení aktivační energie ze vztahu (21) tak přispívají elektrony, nacházející se v blízkosti  $E_c$ , se zdánlivou aktivační energií  $E_{ZD} < E_a$  polovodiče v termodynamické rovnováze. Podrobný popis-viz.[1,str.89].

K nereliabilitě hodnot  $E_a$  lze dodat závěry z předchozí části této kapitoly-relativně dlouhá doba ustálení proudu vzorkem a možný vliv pomalých povrchových stavů a povrchového prostorového náboje v polovodiči.

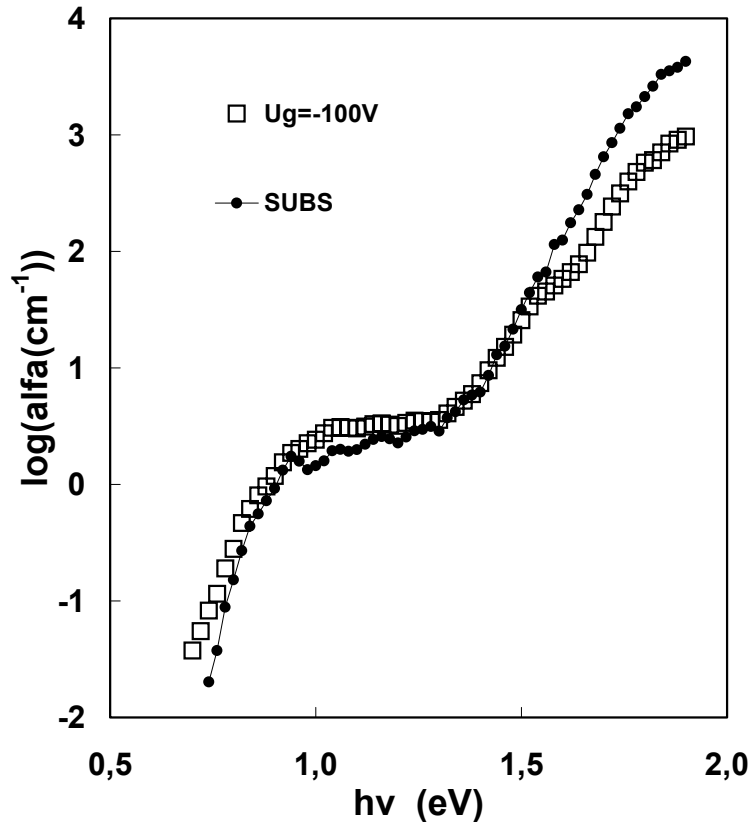
## 4.2. Vzorek 301191

Vzorek 301191 byl upraven podle popisu v kap.3.1.3. Byla provedena charakterizační měření metodou CPM. Výsledky měření jsou znázorněny v grafu 4-13a),b).

### Charakterizace metodou CPM



graf 4-13a): Naměřené závislosti koeficientu absorpce vzorku 301191 metodou CPM (VZOREK, SUBS) a optickým měřením (OM)

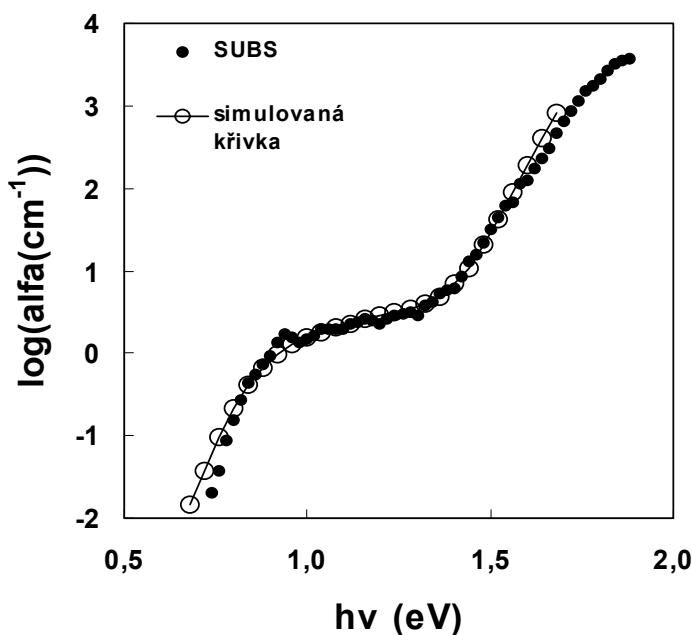


graf 4-13b): Naměřené závislosti koeficientu absorpce FET struktury vzorku 301191 při  $U_G = -100$  V a samostatné vrstvy ze strany substrátu (SUBS) metodou CPM

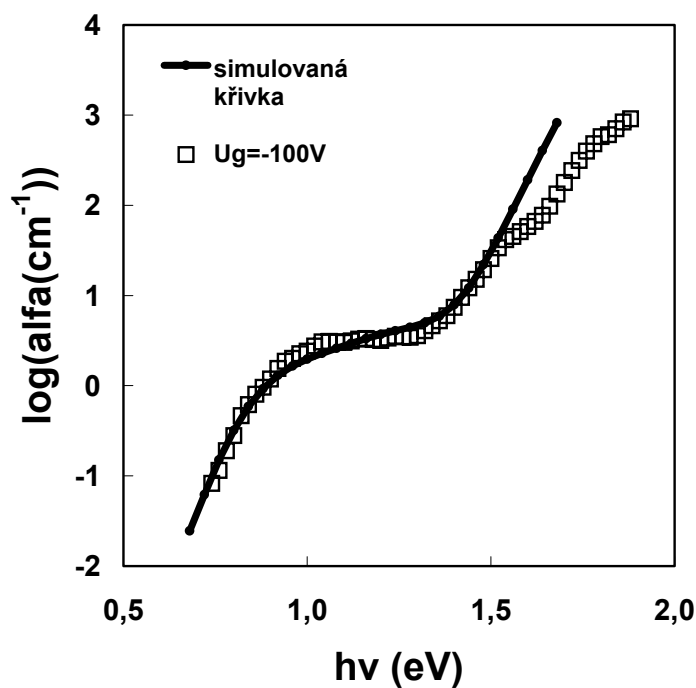
Naměřené závislosti  $\alpha(h\nu)$  byly ukotveny na přejatou křivku ozn. "OM" (přejata z optického měření spektrální závislosti koef. abs.) v oblasti energií 1,68-1,84 eV (obr. 4-13a)). Pozorujeme rozdíl křivek  $\alpha(h\nu)$  získaných metodou CPM při ozařování ze strany a-Si:H (ozn. "VRSTVA") a ze strany substrátu (ozn. "SUBS"). Liší se polohami interferenčních maxim a minim ve spektru  $\alpha(h\nu)$  (obrázek 4-13a)). Tento jev je popisován ve [21]. Rozdílnost spekter "VRSTVA" a "SUBS" nasvědčuje existenci výrazně nehomogenní vrstvy na povrchu a-Si:H, tvořené zřejmě adsorbovanými plyny. Tato vrstva má odlišný index lomu a absorpci než vrstva a-Si:H, několikanásobně větší tloušťky, napařená na substrátu Corning 7059. V souladu s [21] vysvětlujeme převýšení křivky "VRSTVA" nad křivkou "SUBS" v oblasti hlubokých stavů vyšší optickou absorpcí tenké vrstvičky na povrchu, než v objemové vrstvě. Poznamenejme, že toto tvrzení koresponduje se závěry předchozích kapitol.

Graf 4-13b) znázorňuje ukotvení charakteristiky pro FET strukturu při  $U_{SD}=30$  V,  $U_G = -100$  V. Ukotvení bylo provedeno v oblastech energií 1,3 až 1,5 eV. Podle tvaru

naměřené charakteristiky bylo usouzeno, že měření CPM bylo vykonáno při mírném rozladění aparatury CPM, které má však výrazný vliv pouze na tvar křivky  $\alpha(h\nu)$  v oblastech energií  $h\nu > 1,6$  eV. Možné hodnoty parametrů funkce hustoty stavu  $g(E)$  získáme dekonvolucí simulační křivky, pokrývající experimentální data (kap.2.5.3.). Znázornění pokrytí je uvedeno v grafech 4-14 a 4-15. Hodnoty parametrů  $g(E)$  obsahuje tabulka 4-9. Tvar funkce  $g(E)$  vlastního vzorku 301191 je znázorněn v grafu 4-16.



graf 4-14: Překrytí simulované křivky spektrální závislosti koeficientu absorpce s experimentální závislostí vzorku 301191 ozn. SUBS.



graf 4-15: Překrytí simulované křivky spektrální závislosti koeficientu absorpce s experimentální závislostí 301191 v konfiguraci FET, pro  $U_G = -100$  V



hodnot křivky  $\alpha(h\nu)$  vzorku 301191 a vytvořené FET struktury (při  $U_G = -100$  V), je patrný nárůst hodnot  $\alpha(h\nu)$  v oblastech hlubokých stavů. Proto byla provedena dekonvoluce spektra  $\alpha(h\nu)$ . Byl potvrzen nárůst parametru A a současně zjištěn posuv  $E_F$  blíže k  $E_c$ . Změna  $E_F$  je však v rozporu s výsledky předchozí kapitoly. Po charakterizaci při  $U_G = -100$  V bylo provedeno stejné měření při  $U_G = +100$  V. Zjištěná křivka byla shodná s předchozí  $\alpha(h\nu)$ . Na základě tohoto můžeme vyslovit závěr, že vytvoření jednoduché FET struktury ze vzorku 301191 vedlo ke změně hustoty hlubokých stavů a změně polohy Fermiho hladiny (pravděpodobně pouze v blízkosti rozhraní). Tyto změny byly pravděpodobně způsobeny výrazně nehomogenním prostředím rozhraní povrchová vrstva-vzduch-vrstva slídy-vzduch-povrch elektrody. (Negativní vliv vrstvy slídy a povrchu elektrody spočívá v nepoměrně větší nerovnosti povrchu slídy a elektrody vzhledem k povrchové vrstvě polovodiče a v rozdílnosti indexu lomu prostředí.) Tloušťka slídy a vzdálenost hradlové elektrody od povrchu polovodiče zřejmě neumožnily vznik dostatečné intenzity el. pole v polovodiči.

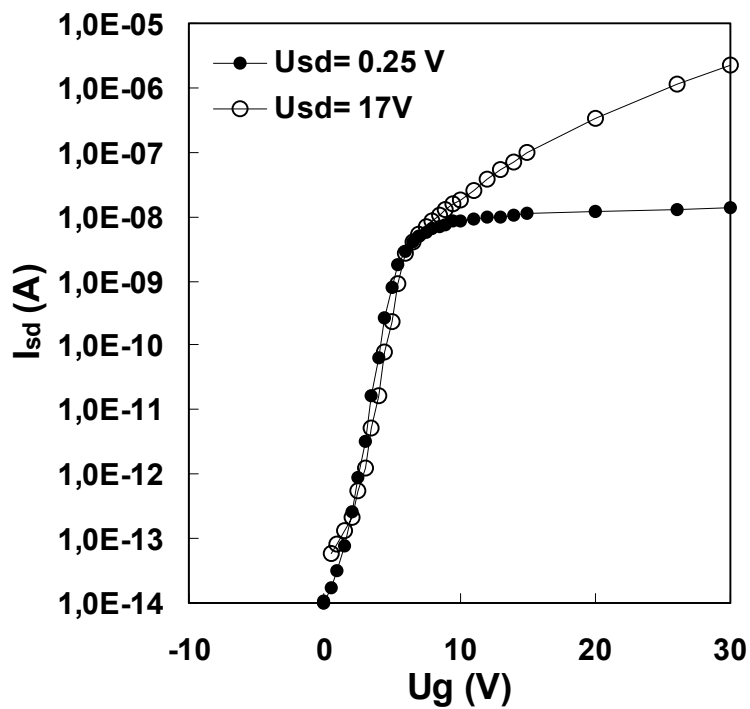
Další charakterizace struktury nebyla prováděna, po rozkladu FET struktury byla ověřena charakteristika "SUBS".

I když se může zdát popis chování vzorku 301191 v konfiguraci jednoduché FET struktury nevýznamný vzhledem k závěrům předchozích kapitol, byly zde uvedeny změny charakteru interferenčních jevů ve spektru  $\alpha(h\nu)$ , které byly v mnohem větší míře pozorovány u vzorku 102143. Podrobně následující kapitola.

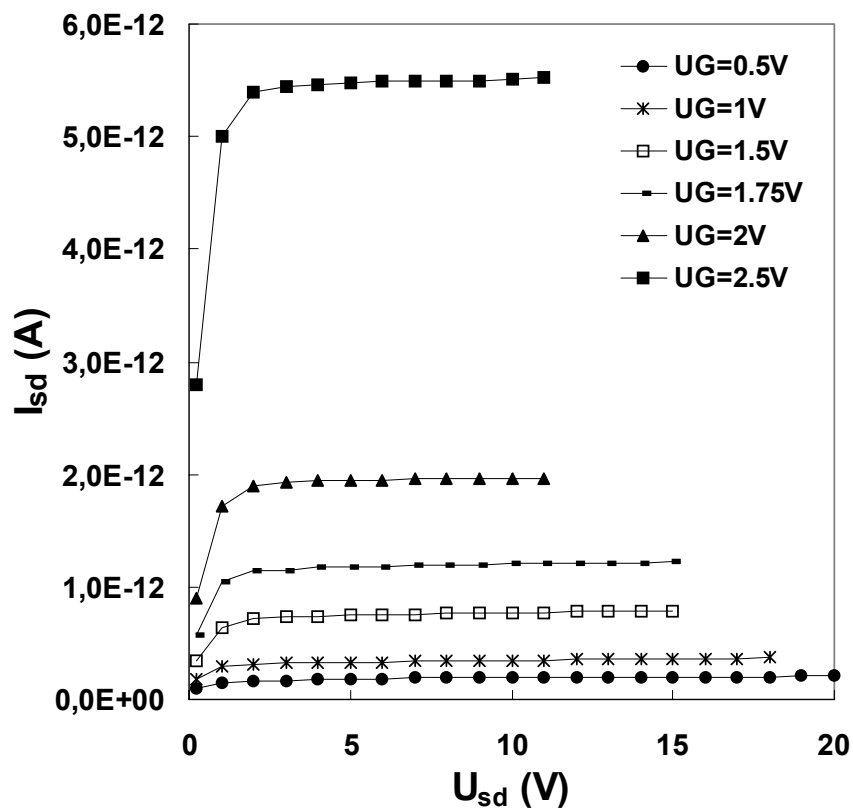
### **4.3. Vzorek 102143**

#### **VA charakteristiky**

Byla změřena VA charakteristika  $I = f(U_G)$   $U_{SD} = \text{konst.}$  přechodu B. Pro ilustraci je zde uvedena převodní charakteristika totožné struktury, avšak přechodu ozn. A. Odlišnost přechodu A spočívá ve větší šířce, nachází se v periferní části substrátu vzorku 102143. Podrobnější popis struktury vzorku je uveden v kap.3.1.



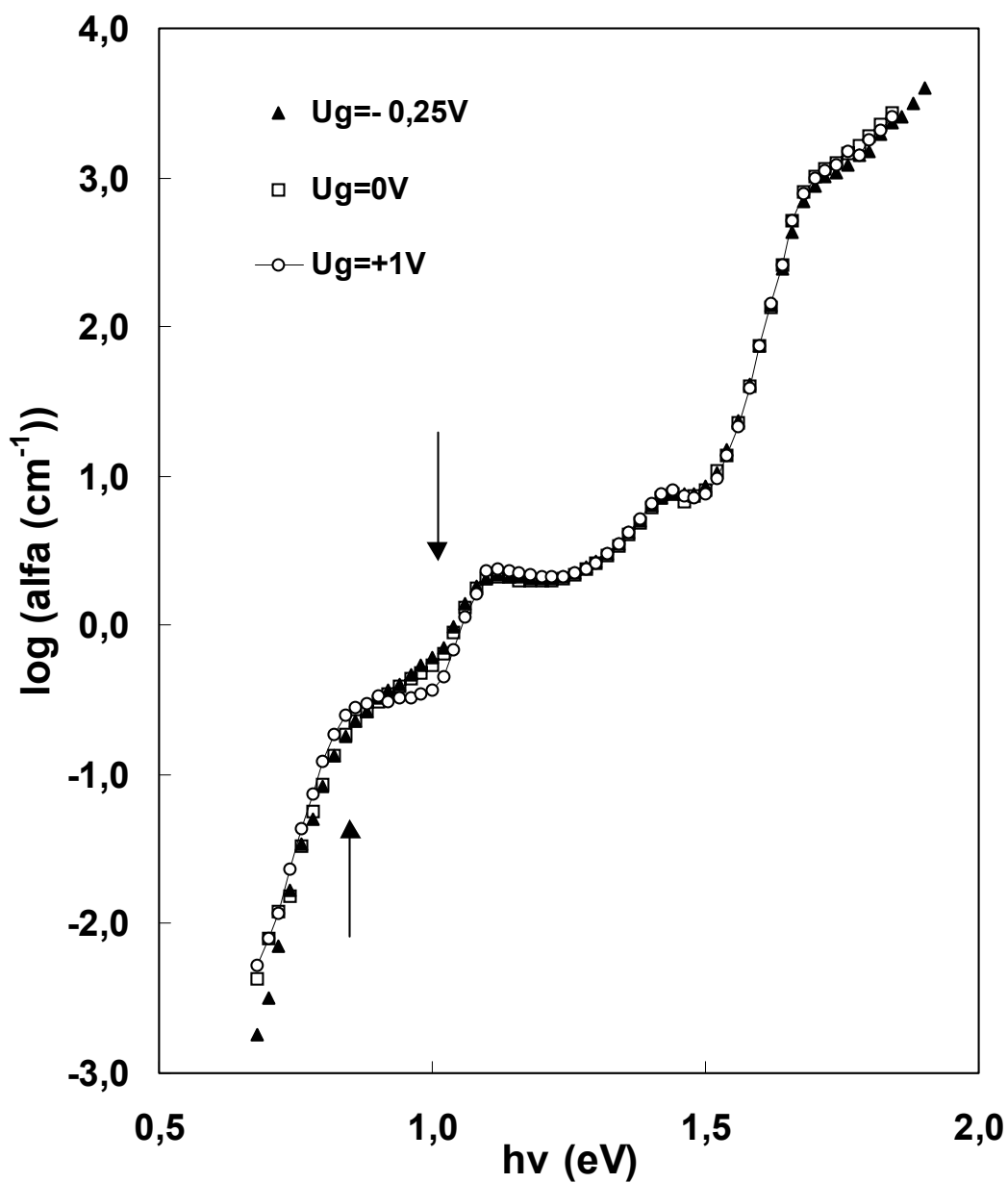
graf 4-17: Voltamperová charakteristika  $I = f(U_G)$   
 $U_{SD} = \text{konst.}$ , přechodu B vzorku 102143



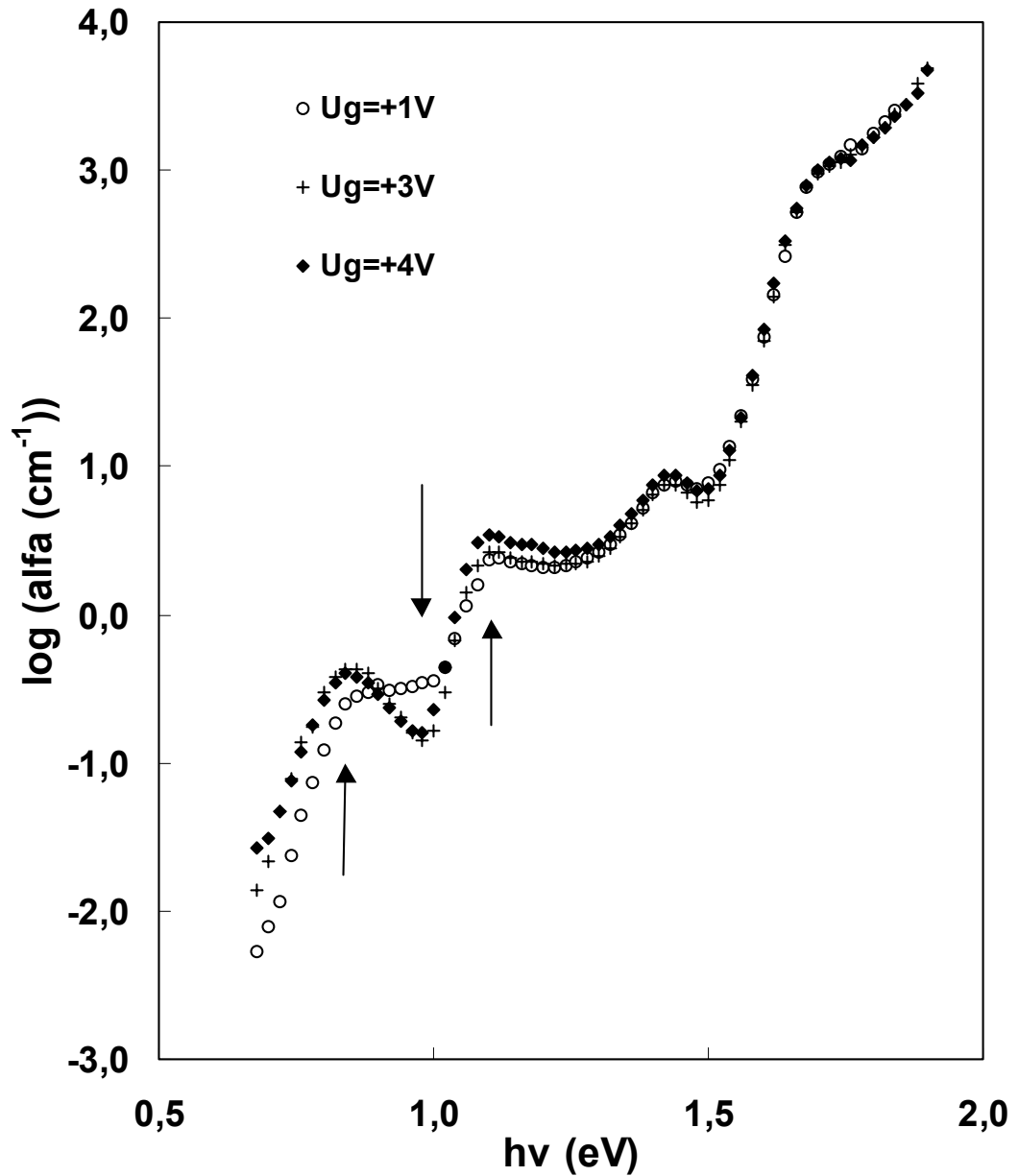
graf 4-18: Převodní voltamperová charakteristika přechodu A vzorku 102143 pro uvedená napětí hradla

### Charakterizace metodou CPM

Byla provedena charakterizace přechodu B vzorku 102143 (TFT). Zvoleno napětí  $U_{SD}=17\text{ V}$ ,  $U_G = \{-0,25\text{ V}, 0\text{ V}, +1\text{ V}, 3\text{ V}, 4\text{ V}\}$  (graf 4-19a,b) ).



graf 4-19a): Naměřené závislosti koeficientu absorpce vzorku 102143, TFT struktury pro uvedená napětí  $U_G$ ,  $U_{SD}=17\text{ V}$ , metodou CPM



graf 4-19b): Naměřené závislosti koeficientu absorpce vzorku 102143, TFT struktury pro uvedená napětí  $U_G$ ,  $U_{SD}=17$  V, metodou CPM

Polohy interferenčních extrémů potvrzují malou tloušťku deponované vrstvy pm-Si:H. Z tvaru křivky usuzujeme na výrazný vliv interferenčních jevů na zjištěný průběh  $\alpha(h\nu)$  v oblastech energií 0,6 až 1,5 eV. Z toho důvodu nebyl sestavován obraz funkce  $g(E)$  pomocí dekonvoluce závislosti  $\alpha(h\nu)$ .



V grafu 4-19a),b) vidíme mírný nárůst  $\alpha(h\nu)$  se zvyšující se  $U_G$  pro interval energie (0,6 až 0,9) eV, naopak pokles  $\alpha(h\nu)$  je zřetelný v intervalu (0,9 až 1,06) eV. K mírnému nárůstu dochází také v úseku (1,06 až 1,2) eV. Vidíme, že není znatelný posun poloh extrémů interferencí. Pokud bychom uvažovali dvouvrstvý model zkoumaného materiálu, znamenalo by to podle [21] neměnnou tloušťku oblasti poblíž hradlové elektrody.

Ze zvýšení kontrastů mezi extrémy interferenčních jevů při zvýšení napětí  $U_G$  můžeme usoudit na větší absorpci vrstvy pm-Si:H.

V oblasti energií (0,6 - 0,9) eV je zcela zřetelný nárůst hodnot  $\alpha(h\nu)$ . Ze změny strmosti části této křivky v logaritmických souřadnicích usuzujeme na změnu hodnoty  $E_F$  v závislosti na napětí  $U_G$ . Nárůst  $\alpha(h\nu)$  v intervalu (0,6 - 0,9) eV značí nárůst hustoty stavů v blízkosti vodivostního pásu, zřejmě důsledek vytvoření větší koncentrace povrchových stavů. V grafu 4-19a),b) pozorujeme pokles vlivu interferenčních jevů na průběh  $\alpha(h\nu)$  při zvyšujících se hodnotách  $h\nu$ , tyto nerovnoměrnosti spektra značně komplikují posouzení změn charakteristik vrstvy. Nevýrazné interference v oblastech vyšších energií si vysvětlujeme absorpcí na malých uspořádaných doménách pm-Si:H, jejichž příspěvek do spektra  $\alpha(h\nu)$  se stává dominantní s rostoucím  $h\nu$ .

Porovnali jsme absorpční spektra  $\alpha(h\nu)$  TFT struktury 102143, přechod B.

Ukázalo se, že pro uvedený vzorek můžeme provést pouze kvalitativní vyhodnocení spektra  $\alpha(h\nu)$ , jehož průběh je v oblastech energií hlubokých stavů výrazně ovlivněn mírou interferenčních jevů. Přesto byly pozorovány podobné tendence změn charakteristik  $\alpha(h\nu)$  jako při charakterizaci vzorku M61A.

## 5. Závěr

Byl podán ucelený přehled poznatků, nezbytných pro studium MIS FET struktur a provedena průkopnická měření těchto struktur metodou CPM.

Komplex aparatury pro měření metodou CPM byl autorem doplněn o komoru pro uchycení vzorků typu TFT, eliminující pravděpodobnost zničení izolační vrstvy při práci transformátorovou páječkou.

V této diplomové práci byla provedena studie optoelektrických vlastností FET struktur na bázi amorfního hydrogenovaného křemíku metodou konstantního fotoproudu. Dekonvolucí spektrální závislosti koeficientu absorpce byla získána informace o hodnotách parametrů funkce hustoty stavů v pseudozakázaném pásu a byla provedena rekonstrukce průběhu funkce hustoty stavů.

Byl prokázán vliv vnějšího elektrického pole na spektrální závislost koeficientu absorpce, zejména v oblasti energií, odpovídající hlubokým stavům. Po degradaci vybraného vzorku bylo určeno zvýšení hustoty hlubokých stavů a důsledek tohoto jevu na hodnoty  $\alpha(h\nu)$  při charakterizaci stejnými hodnotami hradlového napětí jako před degradací.

Jako nevyhovující pro dekonvoluci spektra  $\alpha(h\nu)$  se ukázal model běžně užívaný pro charakterizaci vrstev a-Si:H. Při analýze spektra  $\alpha(h\nu)$  je vhodnější uvažovat vícevrstvý model polovodiče.

Byl zaznamenán nepříznivý vliv dielektrické vrstvy MIS FET struktury na hodnoty  $\alpha(h\nu)$  při charakterizaci, důsledkem tvorby povrchových stavů. Pro další studium těchto struktur bude pravděpodobně vhodné zvolit strukturu s koplanárním uspořádáním elektrod, amorfni n-dopovanou vrstvou tloušťky přibližně 1  $\mu\text{m}$ , řídicí elektroda oddělena vrstvou nitridu křemíku vhodné tloušťky, omezující pohyb iontů.

## 6. Seznam použitých znaků a symbolů

$\varepsilon$	energie
$\alpha$	koeficient absorpce
$\mu$	pohyblivost nosiče
$\Delta\sigma$	přírůstek vodivosti
$\sigma_0$	předexponenciální faktor (vlastní vodivost polovodiče)
$\sigma_d$	temnotní vodivost
$\Delta E$	pološířka oblasti hlubokých stavů
$\Delta I$	změna elektrického proudu
$d$	tloušťka krystalu
$D^-$	poloha píku hlubokého stavu (vzhledem k EC) nenasycené vazby, obsazené dvěma elektrony
$D^+$	poloha píku hlubokého stavu (vzhledem k EC) nenasycené vazby, neobsazené žádným elektronem
$D^0$	poloha píku hlubokého stavu (vzhledem k EC) nenasycené vazby, obsazené jedním elektronem
$E_{0C}$	strmost chvostu vodivostního pásu
$E_{0V}$	strmost chvostu valenčního pásu
$E_C$	energie spodního okraje vodivostního pásu (zvoleno $E_C=0$ eV)
$E_F$	Fermiho energie
$F$	intenzita elektrického pole
$f_0(\varepsilon)$	rozdělovací (obsazovací) funkce stavů $D_0$
$f_N(\varepsilon)$	rozdělovací (obsazovací) funkce stavů $D_N$
$f_P(\varepsilon)$	rozdělovací (obsazovací) funkce stavů $D_P$
$g(E)$	funkce hustoty stavů
$I_{SD}$	elektrický proud (source-drain)
$k$	Boltzmannova konstanta
$N$	počet dopadajících fotonů
$n$	koncentrace elektronů
$n,p$	koncentrace nosičů náboje

$N_c$	hustota stavů na hraně vodivostního pásu.
$N_{CB}(\varepsilon)$	koncentrace stavů vodivostním pásu
$N_{CT}(\varepsilon)$	koncentrace stavů ve chvostu vodivostního pásu
$N_{D0}(\varepsilon)$	koncentrace hlubokých stavů D0
$N_{DN}(\varepsilon)$	koncentrace hlubokých stavů DN
$N_{DP}(\varepsilon)$	koncentrace hlubokých stavů DP
$N_e$	efektivní hustota stavů pro hodnotu $E_c$
$n_s, n_b$	koncentrace elektronů na povrchu a v objemu polovodiče
$N_{VB}(\varepsilon)$	koncentrace stavů ve valenčním pásu
$N_{VT}(\varepsilon)$	koncentrace stavů ve chvostu valenčního pásu
$p$	koncentrace děr
$p_s, p_b$	koncentrace děr na povrchu a v objemu polovodiče
$R$	odrazivost povrchu
$T$	termodynamická teplota
$t$	čas
$U$	elektrické napětí
$U_G$	elektrické napětí na hradlové elektrodě
$U_{SD}$	elektrické napětí na svorkách source-drain

## 7. Seznam literatury

- [1] Zubík,K.:Kandidátská disertační práce;FU ČSAV Praha 1990
- [2] Bůbela,M.:Diplomová práce;MU Brno 1997
- [3] Dočkal,P.:Diplomová práce;MU Brno 1997
- [4] Příkryl,R.:Diplomová práce;MU Brno 1998
- [5] Sťahel,P.:Disertační práce;MU Brno 1998
- [6] Šťastný,J.:Disertační práce;MU Brno 2002
- [7] Jeremie,F.:DEA d'Optique et Photonique;Univ.P.&M.Curie Paris 1994
- [8] Street,R.A.:*Hydrogenated amorphous silicon*;Cambridge University press 1991
- [9] Frank,H.,Šnejdar,V.:*Principy a vlastnosti polovodičových součástek*;SNTL Praha 1976
- [10] Frank,H.: *Fyzika a technika polovodičů*;SNTL Praha 1990
- [11] Svoboda,M.,Navrátil,V.,Štenberk,J.:*Fyzika pevných látek II*;(skripta)UK Praha1986
- [12] Eckertová,L.:*Fyzikální elektronika IV*;(skripta)UK Praha1978
- [13] Sládek,P.:Studium stabilních a metastabilních hlubokých stavů v amorfním hydrogenovaném křemíku;sborník PdFMU,1993
- [14] Zubík,K.,Sládek,P.:HF Magnetron Sputtered a-Si:H films and FET structure properties,poster v laboratoři L-83- katedry fyziky PdFMU
- [15] Sládek,P.,Sťahel,P.:Experimental aspects of the constant photocurrent method applied to a-Si:H;Philosophical Magazine B,1995,Vol.71,No.5,871-880
- [16] Sťahel,P.,Hamma,S.,Sládek,P.,Rocca i Cabarrocas,P.:Metastability studies in silicon thin films: from short range ordered to medium and long range ordered materials;Journal of Non-Crystalline Solids 227-230 (1998)276-280
- [17] Sládek,P.,Sťahel,P.,Šťastný,J.:Modification of the optical parametersof silicon thin films to light scattering;Journal of Non-Crystalline Solids 299-302 (1998) 295-299

- [18] Sládek,P.,Sťahel,P.,Theye,M.,L.,Rocca i Cabarrocas,P.:The hydrogen effusion induced structural changes and defects in hydrogenated amorphous SiGe films: dependence upon the microstructure; Journal of Non-Crystalline Solids 227-230 (1998) 467-441
- [19] Šleger,V.,Vrecion,P.:*Mathcad7*;Haar International 1998
- [20] Sládek,P.,Sťahel,P.,Rocca i Cabarrocas,P.,Morin,P.:Philos.Mag. B 77/4(1998)
- [21] Sládek,P.:Kandidátská disertační práce;Vojenská akademie Brno 1993
- [22] Hlávka,J.:*Základy fyziky povrchů pevných látek*-skripta UJEP,SPN Praha 1988
- [23] Vaněček,M.,Kočka,J.,Stuchlík,J.,Tříška,A.,:Solid state communication 39 (1981),1199
- [24] Vaněček,M.:Přeměna sluneční energie na elektrickou,článek Československého časopisu pro fyziku 2000,dostupný na stránkách: [http://www.fzu.cz/texty/brana/fotovoltaika/slunecni\\_energie.php3](http://www.fzu.cz/texty/brana/fotovoltaika/slunecni_energie.php3)
- [25] elektronická knihovna (simulační práce) : <http://www.wspc.com.sg/books/engineering/2046.html>

## **Resume**

This work presents a study of the spectral dependence of absorption coefficient of field effect transistor structure based on a-Si:H, with the use of constant photocurrent method. The study also marginally deals with metastability of a film.

By application of the deconvolution algorithm to the spectral dependence of absorption coefficient, the shape of the function of density of states in the mobility gap for selection gate voltage has been obtained. For the rest of the experimentally found absorption coefficient spectra, the use of the multilayer model of the specimen has been proposed.

During the TFT characterisation the film thickness and the structure of the specimen play a crucial role on the absorption coefficient spectra.