# Transportní vlastnosti polovodičů 2 (TCT)

doc. Eduard Belas <u>belas@karlov.mff.cuni.cz</u>, http://semiconductors.mff.cuni.cz/people/downloads/ 22.11.2019

Při studiu transportních jevů v pevných látkách vycházíme z pásové teorie pevných látek. Podle této teorie se mohou elektrony v pevné látce nacházet pouze v určitých kvantových stavech. Soustavě diskrétních energetických hladin v izolovaném atomu zde odpovídá soustava pásů dovolených energií, které jsou od sebe odděleny pásem zakázaných energií. Podle šířky zakázaného pásu (energie Eg) mezi horním okrajem posledního zaplněného pásu (valenční pás - energie E<sub>V</sub>) a dolním okrajem prvního nezaplněného pásu (vodivostní pás – energie E<sub>C</sub>) se pevné látky rozdělují na izolanty (Eg>3eV), polovodiče Eg ~1eV a kovy. U kovů není valenční pás zcela zaplněn. Elektrony mohou snadno přecházet mezi jednotlivými energetickými stavy ve valenčním



pásu, čímž vzniká elektrický proud. U polovodičů a izolantů je valenční pás zcela zaplněn a vodivostní pás je prázdný. Zde je nutno dodat valenčním elektronům určitou energii, aby mohly překonat zakázaný pás a přejít do vodivostního pásu. Přechodem elektronů do vodivostního pásu vznikají zároveň

u horního okraje valenčního pásu neobsazené energetické hladiny, tzv. díry. Jsou to vlastní chybějící elektrony ve valenčních vazbách polovodiče, které se chovají podobně jako elektrony, avšak mají kladný elektrický náboj.

Elektrická vodivost polovodičů způsobená přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu se nazývá *vlastní vodivost*. V tomto případě je elektrický proud vytvářen jak elektrony ve vodivostním pásu tak i dírami ve valenčním pásu. Vlastní vodivost polovodičů můžeme pozorovat většinou při vyšších teplotách. V reálných polovodičích jsou přítomny různé druhy krystalových poruch jako např. vakance po chybějících atomech, vlastní nebo cizí atomy v mezimřížkových polohách nebo cizí příměsi na místě vlastních atomů, které vytvářejí energetické hladiny uvnitř zakázaného pásu, které uvolňují nebo zachycují elektrony, jejichž koncentrace při nízkých teplotách podstatně převyšuje koncentraci vlastních elektronů.

Krystalová porucha, která je schopna dodat elektron do vodivostního pásu, se nazývá *donor* (např. pětimocná příměs v čtyřmocném polovodiči. Nejnižší energie potřebná k odtržení elektronu od příměsi se nazývá aktivační energie donorů E<sub>D</sub>. Elektrická vodivost způsobená elektrony vybuzenými z donorových hladin do vodivostního pásu se nazývá *elektronová vodivost* nebo *vodivost typu N*.

Krystalová porucha, která je schopna zachytit elektron z valenčního pásu, se nazývá *akceptor* (např. třímocná příměs v čtyřmocném polovodiči). Aktivační energie akceptorů E<sub>A</sub> jsou řádově stejné jako E<sub>D</sub>. Elektrická vodivost způsobená dírami ve valenčním pásu vzniklými při zachycení elektronů akceptory se nazývá *děrová vodivost* nebo *vodivost typu P*.

Aktivační energie donorů a akceptorů je mnohem menší než šířka zakázaného pásu E<sub>g</sub>, a proto k ionizaci, a tím k elektronové či děrové vodivosti, dochází při nižších teplotách než ke vzniku vlastní vodivosti. V reálných polovodičích bývají velmi často přítomny donory i akceptory současně. Tyto polovodiče se nazývají *kompenzované*.



Obr.2. Pásové schéma polovodiče

# 2. lonizující záření

# 2.1. RTG záření

Jestliže elektrony urychlené elektrickým polem na vysokou energii dopadají na kovovou anodu rentgenové trubice, vzniká tzv. **Brzdné rentgenové záření** a **Charakteristické rentgenové záření**.

# Brzdné rtg-záření

Brzdné záření je důsledkem zákonitostí Maxwellovy elektrodynamiky, podle nichž při každém zrychleném pohybu elektrického náboje dochází k vyzařování elektromagnetických vln. Tedy i při zabrzdění elektronu po dopadu na anodu vzniká elektromagnetické záření tím intenzívnější a tvrdší, čím prudší je zabrzdění. Brzdné X-záření produkované rentgenkou má spojité spektrum od energií blízkých nule až k maximální energii dané téměř hodnotou anodového napětí. Energie brzdného záření závisí na rychlosti (zrychlení), s jakou dochází k zabrzdění elektronů při dopadu na povrch anody. Jednotlivé elektrony proniknou různě blízko k jádrům materiálu anody, čímž vyzařují různé vlnové délky, či energie fotonů. Ty elektrony, které se opakovanými mnohonásobnými rozptyly na vnějších elektronových slupkách atomů anody "měkce" brzdí, vysílají X-záření o nízké energii. Čím hlouběji elektrony proniknou do nitra atomů anody, blíže k jádru, tím rychleji se intenzivními Coulombovskými silami mění vektor jejich rychlosti a tím tvrdší brzdné X-záření je produkováno. Nejkratší vlnové délky vznikají u elektronů, které pronikly na úroveň slupky K a byly zabrzděny jednorázově. V závislosti na impaktním faktoru jednotlivých elektronů vůči atomům anody se průběžně realizují všechny možnosti - taková různá míra brzdění elektronů vyvolává směs záření různých vlnových délek či energií fotonů - výsledkem je spojité spektrum brzdného záření. Mezní (nejmenší) vlnová délka odpovídá situaci, kdy je elektron ubrzděn na nulovou rychlost v rámci jedné interakce. Hodnota mezní vlnové délky závisí na anodovém napětí a nesouvisí s materiálem anody.

#### Charakteristické rtg-záření

Kromě spojitého spektra se však navíc objevují úzké spektrální čáry, jejichž poloha naopak nezávisí na anodovém napětí, ale souvisí s procesy probíhajícími v atomových obalech anodového materiálu. Vysokoenergetický elektron muže například způsobit vytržení elektronu z vnitřní K slupky atomu anody a takto vytvořená "díra" je následně zaplněna elektronem z vyšší hladiny energie (L, M, ...). Deexcitační proces je doprovázen vznikem fotonu. Spektrální čára související s přechodem elektronu ze slupky L do slupky K se označuje Kα, ze slupky M do slupky K se označuje

Kβ atd. Schéma energetických hladin atomu mědi je na obr. 3, přitom hladiny L a M jsou dále jemně rozštěpeny. V souladu s výběrovými pravidly kvantově mechanického modelu však nejsou přípustné přechody M<sub>1</sub>-K a L<sub>1</sub>-K. Charakteristické spektrální čáry mědi jsou pak určeny jako



Obr. 3. Energetické hladiny mědi (Z = 29).



Obr.4. Schéma rentgenky, její spektrum pro dvě anodová napětí a rtg snímek

# 2.2. Radioaktivní záření

Radioaktivní záření vzniká při rozpadu jader a dělí se na několik druhů:

Záření α představuje svazek rychle letících jader atomu helia  ${}^{\frac{4}{2}He}$  (helionů), tvořených dvěma protony a dvěma <u>neutrony</u>. Částice α se pohybují poměrně pomalu a mají malou pronikavost. Mají kinetickou energii v rozmezí 2-8MeV a mají silné ionizační účinky na okolí. Na první pohled se může zdát zvláštní, že z např. z jádra  ${}^{\frac{28}{92}U}$  vylétají jádra  ${}^{\frac{4}{2}He}$ . Jádro  ${}^{\frac{4}{2}He}$  je ovšem název pro určitou prostorovou konfiguraci dvou protonů a dvou neutronů, která má určité vlastnosti. A při radioaktivní přeměně, která se označuje symbolem α, vylétávají z daného nuklidu částice, které

mají stejnou prostorou konfiguraci a vlastnosti, jako nuklid označený symbolem  $\frac{1}{2}^{He}$ . Vzhledem k tomu, že jádra helia - částice  $\alpha$  jsou nabité, při interakci s hmotou reagují s elektronovými obaly atomů. Při srážce částice  $\alpha$  s atomem dochází k vytržení valenčního elektronu z atomu, čímž se

atom ionizuje. K vytržení elektronu se spotřebují řádově desítky elektronvoltů z kinetické energie letící částice  $\alpha$  (ve vzduchu to je 32,5 eV). Částice  $\alpha$  je tedy schopna ionizovat podél své trajektorie řádově <sup>10<sup>5</sup></sup> atomů, než ztratí svoji energii. Jestliže částice  $\alpha$  nepředá elektronu dostatečně velkou energii, nedojde k jeho vytržení z obalu, ale pouze k jeho excitaci (tj. k přeskoku na vyšší energetickou hladinu).

Z právě popsané interakce vyplývá, že částice α ztrácí velkou část své energie na poměrně malé vzdálenosti. Odstínění toho typu záření je tedy obecně dáno počtem elektronů v jednotce objemu, s nimiž mohou částice α interagovat, tedy hustotou látky. S rostoucí hustotou látky klesá tloušťka vrstvy této látky, která stačí k odstínění α záření. Proto se lze před zářením α snadno chránit. <u>Záření α je pohlcováno již listem papíru</u> a ve vzduchu se pohltí na dráze asi 40 cm. Zářič α může být ovšem nebezpečný při vdechnutí či požití, kdy bude působit uvnitř organismu.

<u>Záření beta mínus</u> je proud elektronů, které vyletují z jádra atomu. Malá hmotnost částic se projevuje výrazným zakřivením trajektorie částic jak v magnetickém tak v elektrickém poli, avšak na opačnou stranu než záření alfa. Energie elektronů záření dosahuje 10 MeV a jejich rychlost se blíží rychlosti světla. Elektrony v jádře vznikají přeměnou z <u>neutronu</u>, za vzniku <u>protonu</u> a <u>antineutrina</u>. K jeho zastavení nebo pohlcení už papír nestačí. Pomůže nám však např. hliníková deska.

Záření beta plus je proud pozitronů e<sup>+</sup> vyzařovaných některými radionuklidy při jaderných přeměnách. Toto záření je však v praxi velmi vzácné a v drtivé většině případů se setkáme s prvním typem záření.

Záření gama je vysokoenergetické elektromagnetické vlnění o energii fotonu nad 10 keV, což odpovídá vlnové délce kratší než 124 pm (pikometrů). Zdrojem záření je jádro izotopu, který vznikl radioaktivní přeměnou. Toto jádro je excitované, v krátké době však přechází do základního stavu a tento přechod je spojen s vyzářením fotonů záření gama. Protože fotony nemají elektrický náboj, neodchyluje se záření gama v elektrickém ani magnetickém poli. Záření gama neexistuje samostatně, ale vždy provází jaderné děje, při nichž vzniká záření alfa nebo beta. Záření gama proniká do materiálů lépe než záření alfa nebo záření beta, která jsou korpuskulární (ani jedno není elektromagnetické záření), ale je méně ionizující.

Na pohlcení záření γ je třeba velké masy materiálu. Vhodnější jsou materiály s vyšším atomovým číslem a s vysokou hustotou. Čím energetičtější je záření, tím tlustší stínění je zapotřebí. Schopnost materiálu pohlcovat záření zpravidla vyjadřujeme polotloušťkou materiálu, tj. tloušťkou, po jejímž průchodu se původní intenzita záření sníží na polovinu. Například záření γ, jehož intenzitu 1 cm olova zredukuje na 50 %, bude mít poloviční intenzitu také po průchodu 6 cm betonu.



Obr.5. Schéma pohlcení ionizujícího záření

# 2.3. Rozpadové řady

# Uranová řada

### Uranová-Actiniová řada

Člen řady	Z	A	Záření	t <sub>12</sub>	Člen řady	Ζ	A	Záření	t <sub>12</sub>
L L	92	238	α	4,49 . 10º r	U	92	235	α	7,13 . 10 <sup>∞</sup> r
Th	90	234	α (99,85 %), β	24,1 d	↓ Th	90	231	ß	24.6 h
Pa	91	234	β	1,17 min	Ļ			F	
Pa	91	234	β	6,7 h	Pa ↓	91	231	α	3,4 . 10°r
U U	92	234	α	2,48 . 10° r	Ac	89	227	α (1,2 %), β	22 r
Th	90	230	α	8,3 . 10 <sup>4</sup> r	Fr	87	223	$\alpha,\beta \ (\approx 100 \ \%)$	21 min
Ra	88	226	α.	1,602 . 10 <sup>3</sup> r	Th	90	227	α	18,6 d
¥ Rn	86	222	α	3,825 d	At	85	219	α (97%), β	0,9 min
Po	84	218	α (99,96 %), β	3,05 min		00	222		11 2 d
Pb	82	214	β	28,6 min		00	225	u.	11,2 u
At	85	218	α (99,9 %), β	1,5 s	Bi	83	215	β	8 min
Bi	83	214	$\alpha(0,\!04\%),\beta$	19,7 min	Rn	86	219	α.	3,92 s
Rn	86	218	α	0,02 s	Po	84	215	$\alpha (\approx 100 \%), \beta$	0,001 83 s
T,	81	210	β	1,32 min	Pb	82	211	β	36,1 min
Po	84	214	α	0,000 16 s	At	85	215	α.	10 <sup>-4</sup> s
Pb	82	210	β	22 r	Bi	83	211	ct (00.68 %) B	2 16 min
Bi	83	210	$\alpha,\beta~(\approx 100~\%)$	50,2 d		00	211	a (55,00 %), p	2,10 mm
TI	81	206	β	4,19 min	П	81	207	β	4,79 min
Po	84	210	α.	138,3 d	Po	84	211	α	0,52 s
Pb	82	206	sta	bilní	Pb	82	207	stab	oiln í

# Neptuniová řada

# Thoriová řada

Člen řady	Z	A	Záření	t <sub>12</sub>	Člen řady	Z	A	Záření	t <sub>12</sub>
Pu	94	241	$\alpha$ (10 <sup>-3</sup> %), $\beta$	10 r	U	92	236	α	2,4 . 10 <sup>4</sup> r
U	92	237	β	6,8 d	↓ Th	90	232	α	1,39 . 10 <sup>10</sup> r
Am	95	241	α	475 r	↓ Ra	88	228	β	6,7 r
Np	93	237	α	2,25 . 10° r	↓ Ac	89	228	α, β (≈ 100 %)	6,13 h
♥ Pa	91	233	β	27,4 d	Fr	87	224	β	2 min
Ŭ	92	233	α	1,63 . 10⁵ r	Th	90	228	α	1,90 r
Th	90	229	α	7,34 . 10º r	Ra	88	224	α	3.64 d
Ra	88	225	β	14,8 d	↓ Rn	86	220	a	54 5 s
Ac	89	225	α	10,0 d	↓  }	84	216	er ( 100.9/). P	0.459 a
Fr	87	221	α	4,8 min	FO	04	210	α (≈ 100 %), p	0,158 \$
At	85	217	α	0,032 s	Pb	82	212	β	10,6 h
Bi	83	213	$\alpha$ (2 %), $\beta$	47 min	At	85	216	α.	0,000 3 s
ТІ	81	209	β	2,2 min	Bi	83	212	α (33,7 %), β	60,5 min
Po	84	213	α	4,2 . 10° s	ТІТ	81	208	β	3,1 min
Pb	82	209	β	3,2 h	Po	84	212	α	3 . 10 <sup>,7</sup> s
₩ Bi	83	209	sta	bilní	Pb	82	208	stak	oiln í

## 3. Detekce záření

# 3.1. Detektory ionizujícího záření



#### Scintilační detektor



# Polovodičový detektor



Nejčastějšími materiály pro výrobu polovodičových detektorů jsou Si, Ge, CdTe, GaAs, GaN a jiné.



Obr.4. Spektrum měřené Ge detektorem

# 4. Pracovní úkol

Změřte driftovou pohyblivost a doby života elektronů v polovodiči CdZnTe metodou Transientních proudů (Transient Current Technique-TCT).

Jestliže ozáříme povrch polovodičového detektoru s dvěma protilehlými elektrodami alfa částicemi nebo zářením o vlnové délce menší než je vlnová délka odpovídající energii šířky zakázaného pásu, dochází k pohlcení dopadající alfa částice nebo fotonů blízko pod povrchem elektrody. Při pohlcení dochází těsně pod povrchem ke generaci určitého množství elektron-děrových párů vlivem přechodu elektronů z valenčního do vodivostního pásu. V závislosti na polaritě přiloženého napětí jeden z nosičů zaniká prakticky okamžitě na ozářené elektrodě, druhý putuje (driftuje) v elektrickém poli k protilehlé elektrodě driftovou rychlostí v.



Obr.4. Schéma TCT aparatury

# Driftová rychlost v je vyjádřena vztahem

$$v = \mu E$$
.

1

Označíme-li tloušťku detektoru L, dobu driftu elektronů v přiloženém elektrickém poli E=U/L skrz vzorek od jedné elektrody ke druhé t<sub>r</sub> (transit time), potom driftová pohyblivost za předpokladu homogenního elektrického pole je možné vyjádřit vztahem

$$\mu = \frac{L^2}{U t_r}$$

Pohybem vygenerovaného náboje v detektoru je podle Shockley-Ramova teorému indukován proud, který můžeme zaznamenat pomocí digitálního osciloskopu a ze zaznamenaného proudového pulsu odečteme dobu driftu τ<sub>r</sub>. Doba driftu je definována jako doba mezi poloviční výškou náběžné hrany a poloviční výškou sestupné hrany každého pulsu.

A1. Vyneste do grafu závislost tvaru časové transienty proudového pulsu na přiloženém napětí získanou metodou TCT.

A2. Z naměřených hodnot vyneste do grafu závislost driftové rychlosti na přiloženém elektrickém poli (E=U/L) a ze směrnice určete driftovou pohyblivost.

A3. Pro jednotlivá napětí vypočtěte ze vztahu (2) driftovou pohyblivost a určete její střední hodnotu.



Obr.5. Závislost tvaru transientních proudů na přiloženém napětí získaná metodou TCT.

Transport náboje po ozáření detektoru energetickou částicí je možno charakterizovat Hechtovou relací

$$Q = eN_0 \left\{ \frac{v_h \tau_h}{w} \left[ 1 - exp\left(\frac{-x_i}{v_h \tau_h}\right) \right] + \frac{v_e \tau_e}{w} \left[ 1 - exp\left(\frac{x_i - w}{v_e \tau_e}\right) \right] \right\}$$

$$3$$

kde  $v_e, v_h$  v jsou rychlosti nosičů náboje,  $\tau_{e,h}$  jejich doba života a x<sub>i</sub> reprezentuje místo interakce záření měřené od katody a *eN*<sub>0</sub> je maximální vytvořený náboj *Q*<sub>0</sub>. Podíl Q/ *Q*<sub>0</sub> vyjadřuje účinnost sběru náboje  $\eta$  (charge colection efficiency-CCE).

Při ozáření povrchu polovodiče alfa částicemi nebo fotony s energií větší než je šířka zakázaného pásu je jejich hloubka vniku do materiálu minimální. Je-li ozářena katoda detektoru (elektroda polarizovaná záporně), lze ve vztahu (3) zanedbat člen odpovídající dírám a s využitím vztahů (1) a (2) dostáváme pro Hechtovu relaci tvar:

$$Q = eN_0 \left\{ \frac{\mu_e \tau_e U}{L^2} \left[ 1 - exp\left( -\frac{L^2}{\mu_e \tau_e U} \right) \right] \right\}$$

$$4$$

Součin  $\mu_e \tau_e$  proto charakterizuje účinnost sběru náboje detektoru. Jestliže pro různá napětí získáme hodnotu Q, můžeme ze vztahu (4) vypočítat součin  $\mu_e \tau_e$ .

Jestliže dosadíme pohyblivost elektronů  $\mu_e$  získanou metodou TCT do součinu  $\mu_e \tau_e$ , získáme dobu života elektronů v materiálu.

B1. Zjistěte polohu (číslo kanálu multikanálového analyzátoru) maxima počtu událostí (counts) a proud detektorem pro jednotlivá měřená napětí.

B2. Z naměřených hodnot zjistěte správné napětí na detektoru a vyneste do grafu závislost polohy maxima sebraného náboje (číslo kanálu) na přiloženém napětí a pro zadanou tloušťku detektoru vynesenou závislost proložte křivkou podle vztahu (4) a určete hodnotu součinu  $\mu_e \tau_e$ . Fitovací

parametry jsou maximální vytvořený náboj  $Q_0$  (limitní číslo kanálu saturace signálu) a součin  $\mu_e \tau_e$ . Ze znalosti driftové pohyblivosti a součinu  $\mu_e \tau_e$  určete dobu života elektronů v detektoru.

B3. Ze znalosti driftové pohyblivosti a součinu  $\mu_e \tau_e$  určete dobu života elektronů v detektoru.



Obr.6 Závislost počtu událostí (counts) pro jednotlivé kanály multikanálového analyzátoru při měření s alfa zářičem.



Obr.7 Závislost polohy maxima sebraného náboje na přiloženém napětí s fitem pomocí Hechtovy relace.