

VĚDECKÉ SPISY VYSOKÉHO UČENÍ TECHNICKÉHO V BRNĚ

Edice Habilitační a inaugurační spisy, sv. 401

ISSN 1213-418X

Lubomír Grmela

**NEDESTRUKTIVNÍ
SPEKTROSKOPICKÉ METODY
TESTOVÁNÍ OPTOELEKTRONICKÝCH
SOUČÁSTEK A MATERIÁLŮ**

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc.

**NEDESTRUKTIVNÍ SPEKTROSKOPICKÉ METODY
TESTOVÁNÍ OPTOELEKTRONICKÝCH
SOUČÁSTEK A MATERIÁLŮ**

NON-DESTRUCTIVE SPECTROSCOPY TESTING METHODES OF
OPTOELECTRONIC DEVICES AND MATERIALS

TEZE PŘEDNÁŠKY
K PROFESORSKÉMU JMENOVACÍMU ŘÍZENÍ V OBORU
ELEKTROTECHNICKÁ A ELEKTRONICKÁ TECHNOLOGIE



BRNO 2011

Klíčová slova:

Spektrální šumová hustota, transport nosičů, pohyblivost, 1/f šum, poměr signál/šum, spolehlivost, degradace, evanescentní pole, nanometrologie, fotoproud.

Keywords:

Spectral noise density, transport charges, mobility 1/f noise, signal/noise ratio, reliability, degradation, evanescent field, nanometrology, photocurrent.

Originál je uložen:

UFYZ FEKT VUT v Brně

Technická 8

616 00 Brno

© Lubomír Grmela, 2011

ISBN 978-80-214-4344-0

ISSN 1213-418X

OBSAH

ÚVOD.....	5
1. TEORIE FLUKTUACÍ V POLOVODIČÍCH.....	6
1.1 Stacionární náhodné procesy.....	6
1.1.1 Ergodické procesy.....	6
1.2. Tepelný šum (thermal noise, Johnson noise, Nyquist Noise).....	7
1.3 Výstřelový šum (shot noise).....	8
1.4 Impulsní a generačně – rekombinační šum (impuls noise, G-R noise).....	8
1.5 Šum typu 1/f (flicker noise).....	9
2. LOKALIZACE POVRCHOVÝCH DEFEKTŮ A INSTRUMENTY PRO JEJICH ZJIŠŤOVÁNÍ.....	10
3. ŠUMOVÁ SPEKTROSKOPIE DETEKTORŮ CDTE.....	11
3.1 Vlastnosti CdTe detektorů.....	11
3.2 Definice základních parametrů.....	13
3.2.1 Transportní vlastnosti.....	13
3.2.2 Optické vlastnosti.....	14
3.3 Uspořádání měření na detektorech.....	14
4. STUDIUM DEFEKTŮ POMOCÍ SPEKTROSKOPIE V BLÍZKÉM POLI.....	27
4. 1 Analýza lokálních charakteristik fotoproudu v blízkém poli.....	28
5 PERSPEKTIVY A ZÁVĚR.....	32
LITERATURA.....	33
ABSTRACT.....	35

Curriculum Vitae

Osobní údaje

Jméno: Lubomír Grmela
Narozen: 16. května 1958 v Prostějově
Pracoviště: VUT v Brně, FEKT, UFYZ
Adresa: Technická 8, 616 00 Brno
Email: grmela@feec.vutbr.cz



Vzdělání a odborná praxe

1973-77 Střední průmyslová škola elektrotechnická v Brně, maturita
1977-82 Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechnická;
Obor: Sdělovací technika, specializace Přístrojová technika
1982-88 Vědecká aspirantura na FAST VUT v Brně, obor Fyzika kondenzovaných látek
a akustika, téma disertační práce: „Stochastické jevy v diodách GaAlAs“
1986- 2002 Odborný asistent na UFYZ FEKT VUT v Brně
1989- 1990 Samostatný výzkumný pracovník na ÚPT ČSAV Brno
2002 Jmenování docentem na FSI VUT v Brně v oboru Aplikovaná fyzika, habilitační
práce „Experimentální metody nedestruktivního testování polovodičových
součástí a materiálů“
2002-dosud Vedoucí ústavu fyziky FEKT VUT v Brně
2005-dosud Člen Vědecké rady FEKT VUT v Brně
2008-dosud Člen redakční rady časopisu GeoScience Engineering

Vědecká, odborná a pedagogická činnost

1993 – 1995 Copernicus 93 - NODITO No.7942. Noise as a Diagnostic Tool for the Reliability.
1994 – 1996 East ELEN European Laboratory for Electronic Noise – No. ERBCHXCT 920047
2000 – 2004 Nanostruktury: Optické a elektrické vlastnosti, OC 523.40
2001 – 2004 Vliv patologických změn ve vnitřním a středním uchu na kostní vedení zvukových
vln. NK5871
2001 – 2003 Elektromagnetické a akustické emise v pevných látkách, GA103/01/1058
2002 – 2005 Výzkum mikroelektronických systémů a technologií“. MSM 262200022
2005 – 2011 Nové trendy v mikroelektronických systémech a nanotechnologiích,
MSM0021630503
2007 – 2009 Kadmium-teluridové senzory pro detekci rentgenového a gama záření: optimalizace
poměru signál / šum, ME 898
2007 – 2009 Diagnostika Schottkyho a studenoemisních katod pomocí elektronického šumu,
GA102/07/0113
2009 – 2013 Aplikace laserových technologií do procesu výroby krystalických křemíkových
solárních článků, FR-TI1/305
2010 – 2012 Výzkum a vývoj progresivních nástrojů pro zlepšení povrchové kvality tyčí a drátů,
FR-TI2/536
2010 – 2012 Electron transport, Noise and Diagnostic of Shottky and Autoemission Cathodes,
P102/11/0995
2010 – 2012 Inkubátor vědeckých týmů pro fyzikální elektroniku a nanotechnologie,
EE2.3.09.0214
2010 –2013 Nanovědy pro elektroinženýry-inovace studijních programů,CZ1.07/2.2.0015.01.47
2010 – 2015 Centrum sensorických, informačních a komunikačních systémů (SIX), VaVpI,
CZ.1.05/2.1.00/03.0072

Úvod

Předložená práce se věnuje studiu nedestruktivních elektrických a optických spektroskopických metod pro testování spolehlivosti elektronických a optoelektronických součástek a materiálů. Jejím cílem je shrnutí novějších poznatků ze šumové a dielektrické spektroskopie, kterou se pracoviště Ústavu fyziky FEKT VUT v Brně dlouhodobě zabývá. Vzhledem k miniaturizaci součástek je nutné zkoumat i jejich technologické nedokonalosti, proto je tato práce rozšířena o experimentální studie z oblasti optického blízkého pole, které se stávají nepostradatelnou součástí lokalizace poruch a zejména jejich submikronového popisu.

V průběhu posledních let bylo prokázáno, že polovodičové součástky jsou zdroji proudových či napěťových fluktuací [1][2]. Tyto fluktuace vznikají na nežádoucích defektech už ve struktuře monokrystalu nebo technologickou nedokonalostí při přípravě přechodu PN. Oblasti přechodu PN i homogenní polovodiče jsou zdroji mnoha v literatuře popsaných typů šumu, z nichž dominantní, doposud teoreticky jednoznačně nevyřešený je šum typu $1/f^{\alpha}$ [3]. Má název podle tvaru frekvenční závislosti spektrální výkonové hustoty napěťových nebo proudových fluktuací.

Vznik a chování stochastických a transportních procesů je v současné době analyzováno ve slabém i silném elektrickém poli metodami, při různých teplotních stavech, které určují střední hodnoty měřitelných veličin. Tyto procesy jsou v podstatě stochastické povahy a je proto vhodné sledovat co možná největší soubor jejich statistických charakteristik. Je známo, že řada informací o transportu elektrického náboje, parametrech lokalizovaných stavů, parametrech izolantů i dalších vlastnostech přechodu kov-polovodič lze získat ze studia druhého momentu realizace náhodného procesu. Převážně se jedná o spektrální proudovou či napěťovou spektrální výkonovou hustotu nebo korelační funkci.

Výzkum proudového šumu je obtížný problém, neboť hodnoty spektrální hustoty fluktuací proudu dosahují velmi nízkých hodnot. Řešením tohoto problému se již dlouhou dobu zabývá laboratoř šumové diagnostiky Ústavu fyziky FEKT VUT ve spolupráci s předními světovými laboratořemi. Fluktuace napětí nebo proudu kolem střední hodnoty jsou náhodnými procesy, které mají značnou vypovídací schopnost o mikrofyzikálních procesech, které v daných komponentech nebo strukturách probíhají.

Při sledování a analyzování náhodných procesů není možné stanovit přesný počet počátečních podmínek a tudíž i nelze určit absolutní hodnotu uvažované veličiny. Jde o stochastický proces a je nutné hledat statistické zákonitosti, které vystihují různé funkce náhodných procesů popisující vyšetřované fyzikální jevy. Vždy je ale zapotřebí podrobit výzkumu soubory vzorků, aby se dalo nalézt predikční spolehlivostní parametry spojené s odhadem životnosti. Globálním názvem vyšetřování těchto vlastností říkáme spektroskopie.

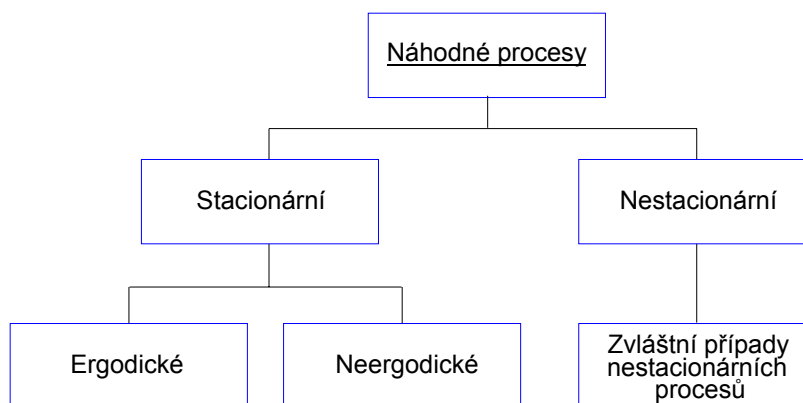
Samo zjištění, že ve sledovaných souborech se nachází komponenty vykazující nadbytečné fluktuace související s defektem nebo technologickým problémem je nedostatečné. Proto jsem se začal zabývat metodami, které umožní lokalizaci poruch a z nich nejúčinnější se začala jevit oblasti spektroskopie v blízkém optickém poli. Této problematice se usilovně věnuje laboratoř optické nanometrologie Ústavu fyziky. Spektroskopická metoda se stala dalším významným nástrojem diagnostiky, zejména při studiu lokálních charakteristik povrchu a kontrastů fyzikálních parametrů zkoumaných komponentů se super-rozlišovací schopností [4][5]. Skloubením uvedených dvou metod, je možné dosáhnout významného nástroje ke stanovování prognóz spolehlivosti a délek bezporuchové činnosti jednotlivých optoelektronických komponentů.

1 TEORIE FLUKTUACÍ V POLOVODIČÍCH

Statistický charakter interakce nosičů náboje v polovodičích s vnějším elektrickým a magnetickým polem, se zářením elektromagnetické i částicové povahy, s kmity krystalové mříže i s nosiči náboje vede ke vzniku náhodných (stochastických) procesů. Tyto stochastické jevy se makroskopicky projevují jako fluktuace proudu tekoucího vzorkem či fluktuace rezistivity vzorku. Stochastické procesy způsobující fluktuaci nosičů náboje lze rozdělit na procesy způsobující fluktuaci rychlosti nebo pohyblivosti nosičů (např. tepelný šum) a na stochastické procesy způsobující fluktuaci koncentrace nosičů.

Šum je náhodný proces $\{\xi(t)\}$, je definován pro soustavu náhodných veličin $\xi_k(t)$ (realizací) nejčastěji uspořádaných v čase t (pravděpodobnostní přístup), kdy náhodná veličina $\xi_k(t)$ modeluje dynamicky se měnící průběh náhodného signálu $x(t)$ při statistickém přístupu. Náhodný proces $\{\xi(t)\}$ je potom funkce, jejíž hodnota je při dané hodnotě argumentu t náhodnou veličinou. Výsledek určitého pozorování náhodného procesu pak představuje pouze jeden z velkého počtu možných výsledků.

Náhodné procesy se dělí na stacionární a nestacionární. Stacionární mohou být ergodické nebo neergodické. Schéma dělení náhodných procesů je na obr. 1.1.



Obr. 1.1. Dělení náhodných procesů

1.1 STACIONÁRNÍ NÁHODNÉ PROCESY

Uvažujme náhodný proces $\{\xi(t)\}$, jehož odpovídající realizace jsou $\xi_k(t)$. Potom střední hodnota náhodného procesu v čase t_1 je dána vztahem

$$\mu_{\xi}(t_1) = m1\{\xi(t_1)\} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \xi_k(t_1) \quad (1.1)$$

Sčítání se provádí přes všechny realizace. Další veličinou, která charakterizuje náhodný proces je autokorelační funkce, jejíž hodnota v čase t_1 je

$$R_{\xi}(t_1, t_1 + \tau) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \xi_k(t_1) \xi_k(t_1 + \tau). \quad (1.2)$$

Náhodný proces je slabě stacionární, jestliže $\mu_\xi(t_1)$ a $R_\xi(t_1, t_1 + \tau)$ nezávisí na volbě t_1 . Střední hodnota stacionárních procesů je konstantní a jejich autokorelační funkce závisí pouze na časovém posunutí τ , tzn. $R_\xi(t_1, t_1 + \tau) = R_\xi(\tau)$. Střední hodnota a autokorelační funkce jsou první a druhý moment náhodného procesu. Splňují-li také vyšší momenty analogické podmínky, lze hovořit o silně stacionárním procesu.

1.1.1 Ergodické procesy

V předešlém odstavci byly zavedeny střední hodnota a autokorelační funkce v daném časovém okamžiku t_1 jako součty přes množinu všech realizací. V mnoha případech však lze vystačit pouze s jedinou, takže střední hodnota a autokorelační funkce budou

$$\mu_\xi(k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_k(t) dt \quad (1.3)$$

$$R_\xi(\tau, k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi_k(t) \xi_k(t + \tau) dt \quad (1.4)$$

Je-li náhodný proces stacionární, a jestliže střední hodnoty podle (1.1) a (1.3) jakož i hodnoty autokorelační funkce podle (1.2) a (1.4) jsou identické pak náhodný proces $\{\xi(t)\}$ je ergodický. Ukazuje se, že v mnoha případech lze oprávněně předpokládat, že náhodný proces je stacionární a ergodický. Další úvahy se tedy budou týkat pouze stacionárních a ergodických procesů.

Nestacionární náhodné procesy nemají střední hodnotu, tudíž nemá smysl jejich rozbor z hlediska dalších aplikací uvádět.

Na kontaktech polovodičových součástek měřitelný ergodický proces nazýváme elektronickým šumem a vzniká buď fluktuacemi rychlosti, nebo pohyblivosti nosičů elektrického náboje a to vede na následující nejdůležitější typy šumů.

1.2 TEPELNÝ ŠUM (THERMAL NOISE, JOHNSON NOISE, NYQUIST NOISE)

V homogenním vodivém či polovodivém materiálu nejsou žádné potenciálové bariéry. Přesto je zde generován šum, dokonce i když jim neprotéká proud. Je to způsobeno tepelným pohybem volných nosičů a mříže a jejich vzájemnými náhodnými srážkami. Jev bývá nazýván Brownovým pohybem nosičů elektrických nábojů způsobený tepelným pohybem. Na nosiče náboje nepůsobí žádné síly a proto je rychlost v každém směru mezi srážkami konstantní.

Spektrální hustota proudových fluktuací tepelného šumu je:

$$S_i(f) = 4kTG \frac{hf/kT}{\exp(hf/kT) - 1}, \quad (1.5)$$

nebo pro fluktuace napětí platí:

$$S_u(f) = 4kTR, \quad (1.6)$$

1.3 VÝSTŘELOVÝ ŠUM (SHOT NOISE)

Výstřelový šum je nerovnovázným jevem způsobeným nezávislými přechody nosičů přes potenciálovou bariéru, kdy je náboj transportován diskretně, po kvantech o velikosti e a transport se uskutečňuje náhodně v čase.

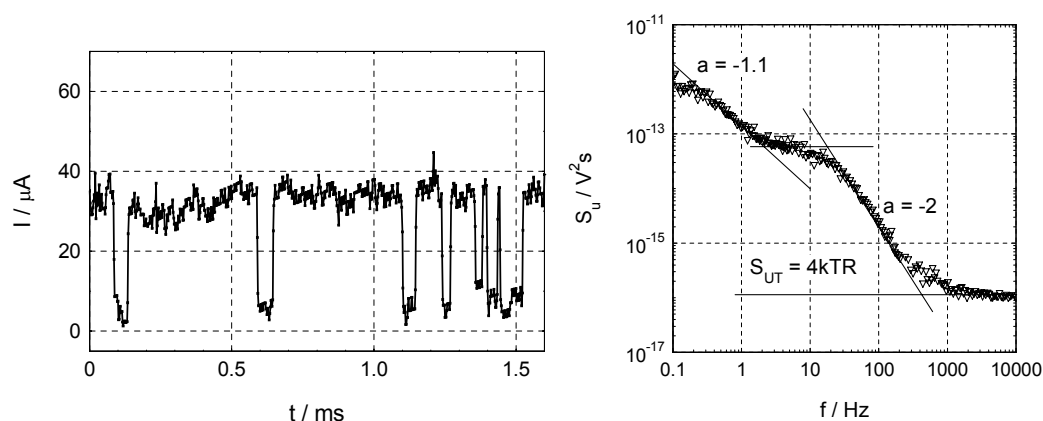
Spektrální hustota výstřelového šumu je dána vztahem:

$$S_i = 2eI, \quad (1.7)$$

Časový průběh fluktuací výstřelového šumu je podobný jako u tepelného šumu, i když je fyzikální původ obou šumů různý. Výskyt impulsů v čase se řídí Poissonovým rozdělením podobně jako u tepelného šumu. Spektrální výkonová hustota je konstantní do oblasti frekvencí, kde se začínají uplatňovat kvantově mechanické jevy $hf \approx kT$.

1.4 IMPULSNÍ A GENERAČNĚ – REKOMBINAČNÍ ŠUM

Impulzní šum se může projevit ve formě dvouhladinových nebo vícehladinových náhodných proudových impulsů vznikajících díky fluktuacím proudu. Tento typ impulzního šumu může být způsoben v přechodech PN v podstatě dvěma způsoby:



Obr. 1.2. Časový průběh naměřeného impulzního šumu a jeho frekvenční závislost spektrální hustoty

Bistabilními fluktuacemi potenciálové bariéry defektu v oblasti prostorového náboje PN přechodu, která je řízena zachycováním, či emisí jednotlivého nosiče na pasti nebo G-R centru v blízkosti defektu (burst noise neboli RTS noise). Vícehladinový šum může vzniknout, existuje-li v přechodu více defektů tohoto typu, nebo jestliže je poblíž defektů více G-R center.

Lokálním lavinovým výbojem v malé oblasti přechodu v místech, kde dislokace protíná PN přechod, polarizovaný v závěrném směru. Tento šum se objevuje obvykle při dostatečně velkých závěrných napětích, ale nižších, než je napětí nutné pro lavinový výboj celé nedefektní oblasti přechodu. Lavinový výboj se může objevit ve dvou nebo více malých oblastech současně. Potom vzniká vícehladinový šum.

Generačně rekombinační procesy mohou podstatně ovlivnit fluktuaci koncentrace nosičů ve vodivostním nebo valenčním pásu a tím se podílí převážnou mírou na fluktuacích proudu. Tento šum se superponuje na tepelný šum a je nazýván nadbytečným šumem. Nejjednodušším případem

je výměna nosičů mezi pásem a energetickou hladinou defektů – pastí. Velikost šumu závisí na koncentraci elektronů v pásu a koncentraci elektronů a děr v pasti. Příklad časového průběhu impulsního šumu a spektrální výkonové hustoty v závislosti na frekvenci, který byl naměřen na LED diodě [16] je uveden na obr. 1.2.

1.5 ŠUM TYPU 1/F (FLICKER NOISE)

Vedle tepelného a generačně rekombinačního šumu vzniká v polovodičích ještě doposud jednoznačně teoreticky nevyřešený druh šumu, jehož spektrální hustota je nepřímo úměrná frekvenci. Naše studie ukázaly, že šum typu $1/f$ závisí na povrchové úpravě krystalu a je velmi málo závislý na teplotě, na rozdíl od generačně-rekombinačního šumu [3]. Tato složka šumu často převládá ve frekvenčním pásmu pod 1kHz. Šum typu $1/f$ vzniká jak v monokrystalech, polykrystalech, tak i tenkých vrstvách a vyvolává fluktuace ustáleného proudu součástíkou. Závislost spektrální hustoty na proudu je dána vztahem:

$$S_i(f) \sim \frac{I^\beta}{f^\alpha}, \quad (1.8)$$

Šum typu $1/f$ lze teoreticky matematicko-stochastickými metodami modelovat, lze ho popsat fyzikálními modely nebo ho lze experimentálně zjistit a interpretovat empirickými vztahy pro spektrální hustotu. Jednoznačná fyzikální podstata je však doposud neznámá. Jeho interpretace se provádí pomocí následujících modelů.

McWhorterův model [1] předpokládá, že $1/f$ šum je způsoben fluktuacemi vodivosti zapříčiněné fluktuacemi počtu částic. To se jeví jako superpozice generačně – rekombinačních šumů s širokým rozsahem relaxačních dob a lorentzovských průběhů spekter při obsazení nebo uvolnění nezávislých pasťových stavů. Jeho spektrální hustota je dána vztahem (1.9), ale musíme podotknout, ten neplatí zcela obecně.

$$S_i \approx \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.9)$$

Hoogeův model [1] předpokládá, že zdrojem šumu $1/f$ je rozptyl volných nosičů na tepelných kmitech atomové mříže, který způsobuje fluktuace pohyblivosti. Hooge definoval empirický vztah popisující fluktuaci odporu sledovaného homogenního vzorku kovu nebo polovodiče:

$$\frac{(\Delta R)^2}{R} = \frac{\alpha \Delta f}{N f}, \quad (1.10)$$

kde ΔR je odchylka hodnoty odporu od střední hodnoty, α je Hoogova konstanta.

Handelův kvantový model [1] vychází z kvantové teorie šumu $1/f$. Je představy jsou, že šum $1/f$ je generován fluktuací pohyblivosti elektronů a děr. Předpokládá, že při srážkách nosičů dochází ke vzniku brzděného napětí a zdrojem šumu je kvantově mechanický proces. Srážkový mechanismus je slabě závislý na teplotě.

2 LOKALIZACE POVRCHOVÝCH DEFEKTŮ A INSTRUMENTY JEJICH ZJIŠŤOVÁNÍ

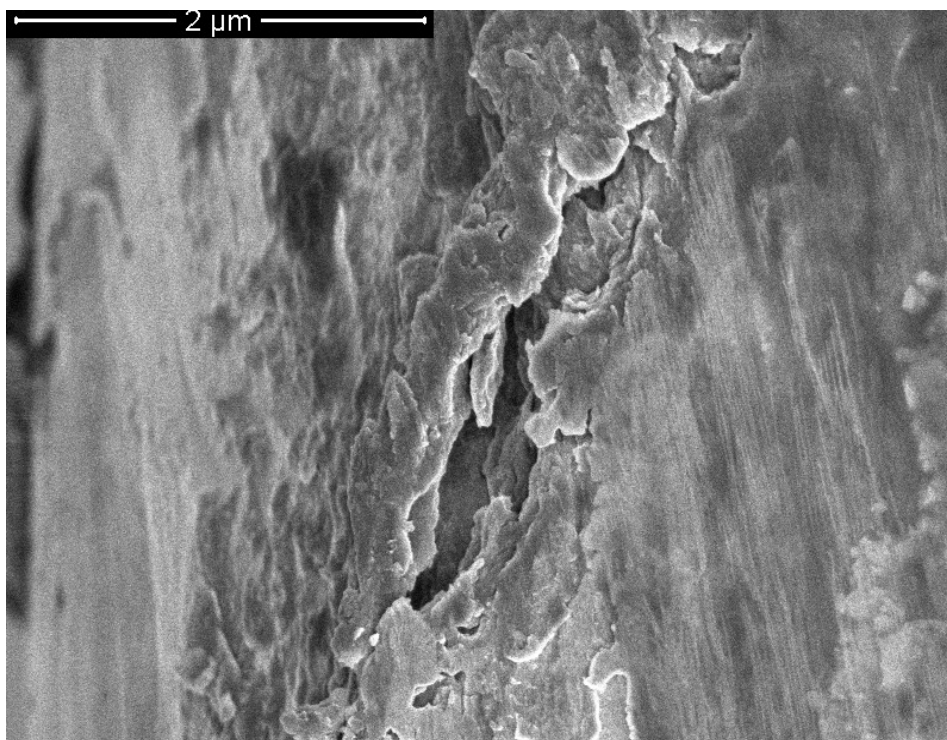
Ve většině makroskopických interakcí mezi zářením a látkou se záření chová jako spojitě prostředí, v němž platí mechanické zákony zachování energie, hybnosti, a pod. Jestliže interagující struktura vykazuje určitou periodicitu, blížíci se vlnové délce, zářivé vlny jsou difraktovány a částečně zachyceny detektorem. Pro periody menší než je polovina vlnové délky již světlo není dále difraktováno. Jeví se, jako by bylo jen odraženo prostředím, nebo do něj vniklo. Přesnější analýza ukazuje, že struktura světelného svazku v blízkosti povrchu je velmi komplikovaná, a že obsahuje mnohem vyšší prostorové frekvence, než které předpověděla Abbeova teorie. Matematický popis blízkého pole ukazuje, že jemná struktura předmětu je spojena s evanescentními, nešířícími se, nezářivými složkami, zatímco detaily, jejichž struktura je větší než vlnová délka, jsou spojeny s difraktovanými, šířícími se složkami pole. Evanescentní, nezářivá pole je možné detekovat využitím fotonového tunelového jevu [6].

Nejjednodušším přístupem je považovat apex za malý elektricky polarizovaný systém, charakterizovaný polarizovatelností. V tomto případě elektrická intenzita blízkého pole $\mathbf{E}(x,y,z)$ indukují na špičce elektrický dipól $\alpha\mathbf{E}(x,y,z)$ a detekovaná intenzita záření je:

$$I_d(x,y,z) = \frac{\omega^4}{96c^3} |\alpha|^2 \left[\left(|E_x(x,y,z)|^2 + |E_y(x,y,z)|^2 \right) (16 - 15 \cos \delta - \cos 3\delta) + |E_z(x,y,z)|^2 (16 - 18 \cos \delta + 2 \cos 3\delta) \right] \quad (2.1)$$

kde δ je vrcholový úhel kužele sondy a $\alpha = \frac{\varepsilon_{ip} - 1}{\varepsilon_{ip} + 2} R^3$; je polarizovatelnost.

Na tomto principu pracuje mikroskop v blízkém poli. Podobá se STM, velmi malý hrot z dielektrického materiálu řádkuje povrch osvětleného předmětu pomocí x - y - z piezoelektrického posuvu, umožňující kroky v řádu nanometrů. Světelný svazek vzniklý excitací na špičce hrotu je detekován pomocí fotonásobiče. Pohyb sondy nad předmětem je zajišťován pomocí piezoelektrických manipulátorů. Je možné provést rastrování předmětu o velikosti několika čtverečních mikrometrů až několika stovek čtverečních mikrometrů. Optické mikroskopické techniky (ve vzdáleném i blízkém poli) jsou omezeny na povrch vzorku nebo na oblast těsně pod povrchem (< 50 nm). Lze je využít v různých oblastech aplikací - elektronických, či optoelektronických součástkách, uchování a zpracování dat, mikrobiologie a biochemické analýze, fluorescenční spektroskopii a spektroskopii indexu lomu, manipulaci s jednotlivými molekulami. Nám se podařilo uvedené dva přístupy aplikovat na experimentální studium jednak detektorů záření na bázi materiálů CdTe, které jsou díky vysokému atomovému číslu a hustotě považovány za vhodné kandidáty pro přenosné detektory Rentgenova a gama záření a jednak na srovnávací analýzu vlivu stárnutí v mikroskopických rozměrech na struktury vysoce výkonných laserových diod, které mají vlnovody s různými charakteristikami. Řešili jsme zde, z hlediska optického blízkého pole, vliv stárnutí na koncentraci defektů uvnitř aktivní vrstvy a na nezářivé rekombinační procesy v blízkosti povrchu. Bohaté zkušenosti máme taktéž z návrhů predikce spolehlivosti solárních článků. V poslední době jsme obě metody zapojili do výzkumu životnosti studenoemisních a Schottkyho katod pro elektronovou mikroskopii využitelnou pro biologické materiály. Zde jsme získali dobře korelovatelné výsledky mezi dobou života elektronové excitace z hrotu katody a hodnotou šumové spektrální hustoty. Ta je závislá zejména na povrchových defektech, které jsou pomocí SNOM velmi dobře identifikovatelné viz obr. 2.1., kde je detail defektů v povrchové vrstvě vytvořené studenoemisní tantalové katody.



Obr. 2.1. Povrchový sken Schottkyho katody (TaO) pomocí SNOM mikroskopu

3 ŠUMOVÁ SPEKTROSKOPIE DETEKTORŮ CDTE

3.1 VLASTNOSTI CDTE DETEKTORŮ

Jedním z nejsledovanějších materiálů pro detekci fotonů vysokých energií jsou polovodiče II-VI skupiny vyrobené na bázi CdTe(Cl). Tento materiál má přímý zakázaný pás $E_g \sim 1.5$ eV (při $T = 300$ K), velký absorpční koeficient a detektivitu. Tyto unikátní vlastnosti jej předurčují i pro výrobu solárních článků s vysokou účinností. Fyzikální vlastnosti pěstovaných monokrystalů CdTe (CdZnTe) velmi závisí na metodě růstu a na dalších následných technologických úpravách, jako je například žíhání. Klíčovými parametry jsou měrný odpor, popř. vodivost, koncentrace volných nosičů náboje, jejich pohyblivost a (střední) doba života volných nosičů.

Mnoho fyzikálních vlastností tohoto polovodičového materiálu souvisí s polohami energetických hladin uvnitř zakázaného pásu danými defekty a příměsemi. Hladiny nalézající se poblíž vodivostního nebo valenčního pásu, které patří mezi tzv. mělké hladiny spolu s hlubokými hladinami jsou významnými faktory výsledných optoelektronických vlastností.

Detektor záření je složen s polovodičového objemového materiálu s ohmickými nebo Schottkyho kontakty. Fotony, které dopadají z vnějšího zdroje (Rentgenovo nebo gama záření) mají vysokou energii danou vztahem:

$$E_g = h \cdot \nu \quad (3.1)$$

Dopadající fotony generují páry elektron-díra prostřednictvím fotoelektrického nebo Comptonova jevu. Při tomto typu absorpce narazí foton záření gama nebo rentgenového záření na elektron, který uvolní z jeho dráhy. Foton přitom ztratí pouze určitou část své energie, změní směr pohybu a pokračuje dál jako rozptýlené záření o větší vlnové délce. Čím víc energie získal

elektron od fotonu, tím méně je odchylen od původního směru pohybu fotonu. Foton v tomto případě změni svůj směr o větší úhel. Při předání menší části energie je tomu naopak. Odchylení dráhy elektronu (po srážce s fotonem) od původního směru fotonu je větší, odchylení fotonu je menší.

Při Comptonově jevu se tedy počet fotonů nemění, fotony se pouze rozptylují z původního směru a ztrácejí část své energie a zvětšují svoji vlnovou délku.

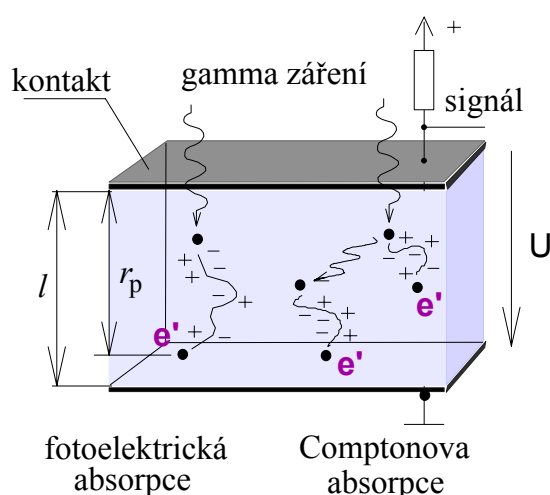
$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e}(1 - \cos\Theta) \quad (3.2)$$

Vzniklé volné nosiče jsou přiloženým vnějším napětím odsáty k příslušným elektrodám a tím vzniká proud. Celkový náboj vytvořený ozářením se projeví jako napěťový impuls, který lze pomocí elektronických obvodů měřit. Ztráta náboje v detektoru je spojena se záchytem nosičů excitovaných zářením a jejich následnou rekombinací a to se projeví poklesem amplitudy u napěťového impulsu. Detektory na bázi CdTe mají tloušťku ve stovkách mikrometrů a proto je požadována vysoká pohyblivost nosičů μ a velká doba jejich života τ . Splnění uvedených podmínek minimalizuje záchyt a rekombinaci a tím i vznik šumových signálů.

Vzhledem k řádově nižší pohyblivosti děr je účelné, aby spektrálním rozlišením byly detektory nastaveny tak, aby docházelo pouze k transportu majoritních nosičů, kterými jsou elektrony a příspěvek děr mohl být zanedbán.

Druh nosiče	μ [cm^2/Vs]	τ [s]
elektrony	800 až 1000	$(1 \text{ až } 5) \times 10^{-6}$
díry	30 až 80	1×10^{-6} až 1.10^{-7}

Tabulka 3.1 Hodnoty pohyblivosti μ a dob života τ nosičů náboje v CdTe



Obr. 3.1. Principy vzniku elektrického signálu při detekci záření

3.2 DEFINICE ZÁKLADNÍCH PARAMETRŮ

Pro porovnání nejdůležitějších parametrů detektorů a pro posuzování vhodnosti jejich aplikace lze definovat několik veličin. Z hlediska kvality a spolehlivosti detektorů jsme mezi ně zařadili [7]:

- **Ekvivalentní šumový výkon (noise equivalent power) NEP ,**

$$NEP = E_{\lambda} A_d \frac{U_N}{U_S} = \frac{U_N}{R_{\lambda}} \quad [\text{W}] \quad (3.3)$$

kde E_{λ} je střední kvadratická hodnota ozáření detektoru ve W.m^2 , A_d je plocha povrchu detektoru a R_{λ} je spektrální citlivost $[\text{V/W}]$.

- **Detektivita a normovaná detektivita**

pro popis detekční schopnosti detektoru se zavádí tzv. detektivita, což je převrácená hodnota prahového zářivého toku. U většiny detektorů se ukazuje, že detektivita je nepřímo úměrná $\sqrt{A_d}$ a $\sqrt{\Delta f}$, kde Δf je frekvenční šířka pásma zařízení užitého k měření šumu. Lze tedy zavést novou veličinu, pro vzájemné porovnání detektorů – normovaná detektivita.

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{NEP} \quad [\text{cm Hz}^2/\text{W}] \quad (3.4)$$

- **Poměr signálu k šumu S/N**

Poměr signál U_S k šumu U_N je bezrozměrná veličina daná podílem středních kvadratických hodnot signálového a šumového napětí na výstupu detektoru

$$S/N = \frac{U_S}{U_N} \quad [-] \quad (3.5)$$

Na základě vztahu (3.5) bývá velikost normované detektivity vyjadřována jako velikost poměru S/N , když zářivý tok 1 W dopadá na plochu detektoru 1 cm^2 a šum se měří při šířce pásma 1 Hz .

3.2.1 Transportní vlastnosti

Mezi základní transportní vlastnosti řadíme typ vodivosti a její velikost, koncentraci nosičů proudu, jejich pohyblivost, tepelnou vodivost a mechanismy rozptylu elektronů, poskytující informace o elektron-fononové interakci a o odchylkách skutečné krystalové mříže od ideální periodické struktury. Transport náboje v CdTe je zásadně ovlivněn interakcí elektronů a děr s optickými a částečně akustickými fonony. Velkou roli hrají také příměsi. Obecně lze říci, že pohyblivost nosičů náboje prudce klesá s teplotou.

Závislost pohyblivosti μ na teplotě T v intervalu $50 - 300\text{K}$ je určena téměř výhradně rozptylem elektronů na ionizovaných příměsích a optických fononech. Při vysokých teplotách (nad

775K) je závislost pohyblivosti modifikována převažujícím rozptylem na podélných optických fononech, dále je ovlivňována silnou teplotní závislostí statické dielektrické konstanty ϵ_0 a multipásovou vodivostí $\Gamma_{le}-L_{le}$.

3.2.2 Optické vlastnosti

Z pásové teorie vyplývá, že polovodič s přímým zakázaným pásem lze v principu využít jako luminiscenční zdroj záření. Složitá pásová (energetická) struktura CdTe kromě mezipásových přechodů umožňuje mnoho dalších způsobů interakce elektromagnetického záření s materiálem. Z optických měření (propustnosti, odrazivosti, fotoemise, intrapásové absorpce na volných nosičích a přechodů závislých na tlaku, lze získat cenné informace o pásové struktuře, vibračních modelech krystalové mříže (fonony) [8]. Z jiných optických měření (luminiscence, absorpce, Faradayova jevu a piezodvojlomu) lze navíc získat informace o krystalových defektech, excitonech, polaritonech apod.

3.3 USPOŘÁDÁNÍ MĚŘENÍ NA DETEKTORECH CDTE

Šum v polovodičové součástce vzniká díky defektům v krystalografické struktuře vlastního polovodičového materiálu (bulk noise), díky lokalizovaným stavům v přechodu PN pokud je během přípravy vytvářen a v neposlední řadě je to struktura kontaktu.

V materiálu CdTe se nejčastěji vyskytují následující typy krystalových poruch:

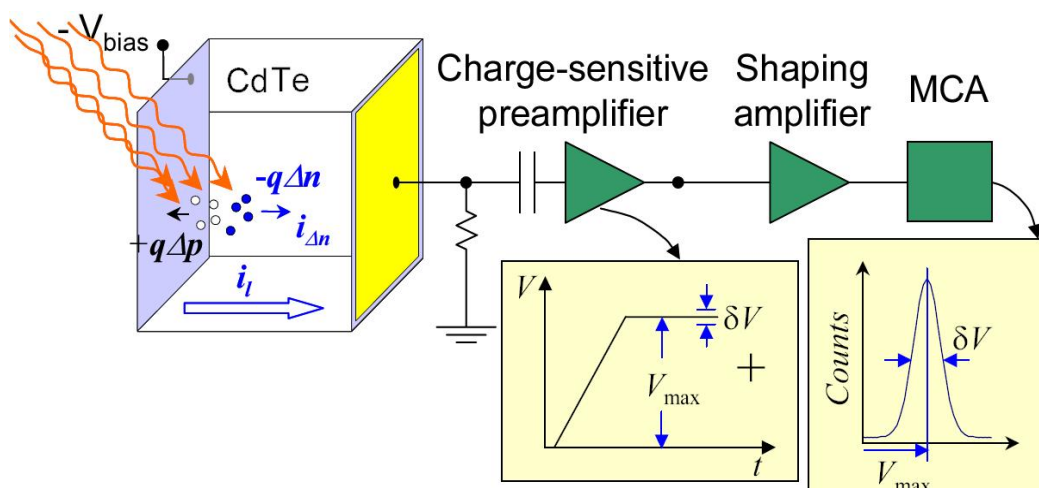
- Vakance (chybějící atom v mřížové poloze)
- Intersticiální atom (atom nacházející se v mezimřížkové pozici)
- Substituční atom (nahrazení atomu mřížky atomem příměsi)
- Antisite (mřížková poloha je obsazena atomem jiné složky vlastního krystalu) (v ideálním krystalu, např. v CdTe to znamená atom Cd v místě Te či naopak)
- Frenkelův párový defekt vakance-intersticiál
- A-centrum (komplex vakance s cizím donorem)

Naším výzkumem bylo zjištěno, že k plnému využití jedinečných vlastností těchto materiálů je důležité, jak je zvládnuta technologie kontaktování vyrobených součástek. Z uvedených typických parametrů materiálu je však zřejmé, že spolehlivé kontaktování představuje složitý teoretický i technologický problém. Stupeň zvládnutí technologie kontaktování součástek z daného materiálu vždy určuje jejich praktické využití, dostupnost a kvalitu. Nejužívanější jsou v současné době planární kontakty **k-p**, kdy na místě **k** je kov, nejčastěji Au, Ni či Pt. Při našich analýzách se oblast kontaktů vyznačovala daleko vyššími úrovněmi šumu než samotný objem polovodiče.

Rozhraní kov – polovodič (CdTe, CdZnTe) je v reálném případě velmi složité a samotný materiál CdTe ve své struktuře obsahuje hlubší hladiny lokalizovaných stavů. Doposud například nejsou známe veškeré principiální mechanismy určující výšku tzv. Schottkyho bariéry.

Stěžejní jsou přitom technologické úpravy povrchu před nanášením kontaktu, způsob jeho nanášení a v neposlední řadě také materiál použitého kontaktu.

Principiální zapojení detektoru pro experimentální studium je na obr. 3.2.



Obr. 3.2. Typické principiální zapojení detektoru CdTe.

Vyjdeme-li ze skutečnosti, že poruchy ve struktuře, které jsou zdrojem nadbytečného šumu, vedou k degradaci fyzikálních a technických parametrů, můžeme podle hodnoty šumových charakteristik posuzovat kvalitu a životnost sledované soustavy a provádět třídění součástek. Statistické charakteristiky fluktuací přináší další cenné informace o procesech, probíhajících ve sledovaných soustavách a doplňují tak střední hodnoty makroskopických veličin. Při vyhodnocování statistických závislosti jsou důležité průběhy korelační funkce nebo výkonová spektrální hustota fluktuující veličiny a další charakteristiky, jako je např. hustota rozdělení sledovaného náhodného procesu, které dávají další možnosti k získávání informací o fluktuacích a jejich návaznosti na definování kritérií pro tvorbu nedestruktivních diagnostických testů.

Na rozhraní kovu a polovodiče (Au-CdTe) vzniká energetická bariéra, která určuje elektrické a tepelné vlastnosti struktury přechodu. Ke vzniku této bariéry může dojít teoreticky několika způsoby:

- 1.) Bariéra vzniká díky rozdílům ve výstupních pracích kovu $\Phi_M \equiv E_{\text{vac}} - E_F$ (definována jako energie potřebná k přenesení elektronu z Fermiho hladiny kovu E_F do vakua E_{vac}) a polovodiče $\Phi_S \equiv E_{\text{vac}} - E_F$ (pokud lze zanedbat efekt povrchových stavů a existenci mezivrstvy apod.).
- 2.) Bariéra vzniká díky přítomnosti povrchových stavů polovodiče.
- 3.) Bariéra vzniká díky přítomnosti 3. fáze (mezivrstvy, např. oxid tzv. MIS struktura)

Obecně je každý kontakt mezi kovem a polovodičem heterogenní – tzn. kontakt mezi materiály s různou šířkou zakázaného pásu. Na rozdíl od přechodů p-n je proud přechodem tvořen převážně majoritními nosiči [1]. Vstřikování minoritních nosičů ovlivňuje chování kontaktu při vysokých aplikovaných napětích. V dalším výkladu se omezíme na vznik kontaktů n-typových a p-typových polovodičů na bázi CdTe vzniklých mechanismem 1.). Jako kontaktní materiál uvažujme zlato (Au), jeho výstupní práce je $\Phi_M = 5.37 \text{ eV}$. K nalezení výstupní práce v polovodiči je nutno spočítat polohu Fermiho hladiny. Literatura [3] uvádí teoretickou hodnotu polohy Fermiho hladiny pro polovodič typu n podle následujícího vztahu:

$$\mu_F = \frac{E_D}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_D}{N_C}\right), \quad (3.7)$$

kde E_D donorová energetická hladina; N_D je koncentrace donorů; T je absolutní teplota a N_C je efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu.

Pro nalezení polohy Fermiho hladiny u polovodiče typu **p** vyjdeme z následujícího vztahu:

$$\mu'_F = \frac{E_A}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_A}{N_V}\right), \quad (3.8)$$

kde μ'_F je rozdíl energií mezi Fermiho hladinou E_F a vrcholem valenčního pásu E_V ; E_A je akceptorová hladina lokalizovaných stavů; N_A je koncentrace akceptorů; potom pro efektivní hustotu stavů ve valenčním pásu platí:

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_{dh} kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.9)$$

kde m_{dh} je efektivní hmotnost děr v celém valenčním pásu

$$m_{dh} = \left(m_{dl}^{*3/2} + m_{hh}^{*3/2}\right)^{2/3}, \quad (3.10)$$

kteřá je definována jako střední hmotnost “lehkých - light“ m_{lh} a “těžkých -heavy“ děr m_{hh} v celém valenčním pásu.

Efektivní hustota stavů ve vodivostním pásmu polovodiče typu **n** je dána vztahem:

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.11)$$

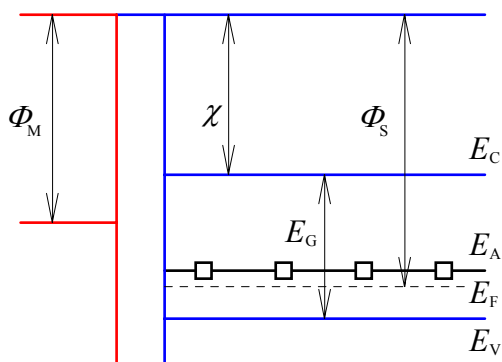
kde m_n je hmotnost elektronu.

Poloha Fermiho hladiny je rovna 0,25 eV, měřeno od vrcholu valenčního pásu nebo naopak $E_F = 5,75$ eV měřeno od dolní hranice úrovně vakua. Tedy výstupní práce u polovodiče je vyšší než hodnota výstupní práce u kovu. Když vytvoříme lokální kontakt mezi kovem a polovodičem dojde v takovém místě v systému k přenosu náboje. V případě polovodiče typu p je výstupní práce kovu menší než výstupní práce polovodiče ($\phi_M = 5.37$ eV a $\phi_S = 5.75$ eV) a proces přenosu náboje pokračuje tak dlouho, dokud se Fermiho hladiny nevyrovnají. Výsledkem je nadbytek elektronů v povrchové vrstvě a oblast kladného prostorového náboje (kladně nabitá donorová centra) v polovodiči. V důsledku toho vzniká napříč strukturou kov-mezera (vakuum)-polovodič gradient potenciálu s vyšším potenciálem (pro elektrony) na povrchu kovu.

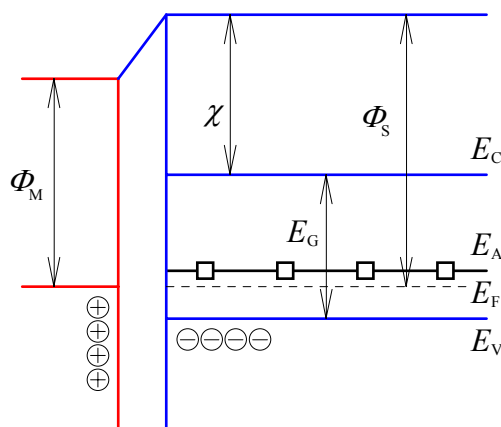
Energetický pásový diagram Au-CdTe před vytvořením kontaktu je vidět na obr 3.3. resp. obr. 3.5. pro p-ty, na obr. 3.4. a 3.6. pro n-ty [9].

Když vytvoříme lokální kontakt mezi kovem a polovodičem dojde v takovém místě v systému k přenosu náboje proces přenosu náboje pokračuje tak dlouho, dokud se Fermiho hladiny nevyrovnají. Výsledkem je nadbytek elektronů v povrchové vrstvě a oblast kladného prostorového náboje (kladně nabitá donorová centra) v polovodiči. V důsledku toho vzniká napříč strukturou kov-mezera (vakuum)- polovodič gradient potenciálu s vyšším potenciálem pro elektrony na povrchu kovu.

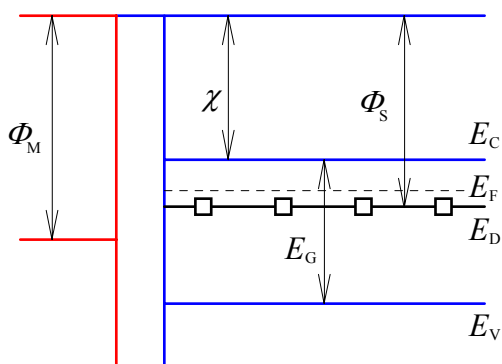
Začnou-li se oba povrchy (uvažované jako rovinné a nekonečné) sblížovat, poroste při konstantním napětí (rozdílu potenciálu kovu a polovodiče) kapacita systému. Rovněž dojde k nárůstu záporného náboje v povrchové, velmi tenké vrstvě k tzv. Debyeově vrstvě.



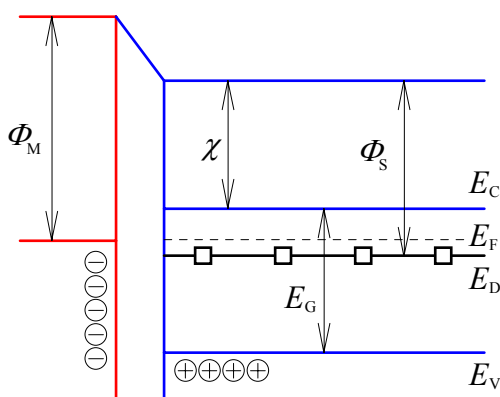
Obr. 3.3. Pásový model přechodu kovu (Au) a polovodiče typu **p** (CdTe) před vytvořením kontaktu, $\phi_M < \phi_S$



Obr. 3.4. Pásový model přechodu kovu (Au) a polovodiče typu **p** (CdTe).



Obr. 3.5. Pásový model přechodu kovu (Au) a polovodiče typu **n** (CdTe) před vytvořením kontaktu, $\phi_M > \phi_S$



Obr.3.6 Pásový model přechodu kovu (Au) a polovodiče typu **n** (CdTe).

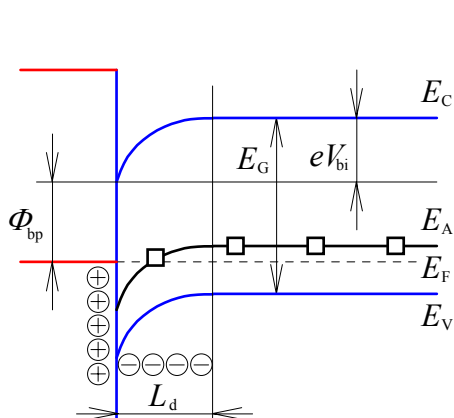
Elektrony rekombinují s děrami a to nejen na povrchu polovodiče, ale také v objemu vyprázdňené oblasti délky L_d , protože koncentrace děr v polovodiči je výrazně menší než koncentrace elektronů na povrchu kovu. Všechny energetické hladiny u polovodiče typu **p** se ohýbají uvnitř depletiční oblasti L_d , obr. 3.7. Zde, totiž nejsou téměř žádné volné nosiče, takže odpor této v této oblasti je výrazný. Na obr. 3.9 je pásový diagram CdTe typu **n** a Au. Zde naopak dochází k ohybu směrem dolů.

Díky vysoké vodivosti kovu je povrchová vrstva, a tedy hloubka vzniku elektrického pole do kovu, velmi malá. Způsobuje nepatrné zakřivení pásů v kovu, což v tomto případě vede k malému snížení výšky bariéry. Podobně v polovodiči dochází k rozšíření oblasti kladného prostorového náboje z důvodu zachování elektrické neutrality celého systému.

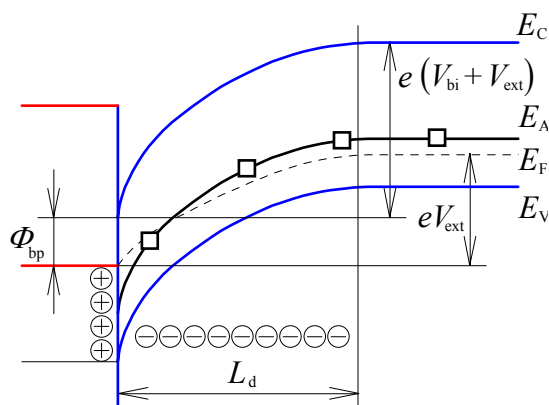
Energetický pásový diagram Au a **n**-typového polovodiče CdTe před vytvořením kontaktu je vidět na obr. 3.9. Hodnota výstupní práce CdTe typu **n** je vyšší než u kovového kontaktu Au. Proces vyrovnání Fermiho hladiny mezi CdTe typu **n** a Au je podobný jako u stejného procesu v případě **p**-typového CdTe a Au obr. 3.8.

Výška bariéry je dána rozdílem výstupní práce elektronů z kovu a elektronovou afinitou polovodiče. Pokud budeme uvažovat ideálně vytvořený kontakt mezi kovem a polovodičem typu **p** [10],[11] potom pro výšku bariéry platí:

$$e\Phi_{bp} = E_G - e(\Phi_M - \chi), \quad (3.12)$$



Obr. 3.7. Energetický pásový diagram spojení Au a CdTe typu **p**



Obr. 3.8. Energetický pásový diagram spojení Au a CdTe typu **p** s aplikovaným vnějším napětím V_{ext} . Předpětí v závěrném směru.

V případě ideálně vytvořeného kontaktu mezi kovem a polovodičem typu **n** je výška bariéry definována následujícím vztahem:

$$e\Phi_{bn} = e(\Phi_M - \chi), \quad (3.13)$$

Pro polovodič typu **p** pak literatura [1] uvádí následující vztah pro difúzní potenciál V_{bi} :

$$eV_{bip} = e\Phi_S - e\Phi_M = E_G + e\chi - e\mu'_F - e\Phi_M, \quad (3.14)$$

Pro polovodiče typu **n** potom platí

$$eV_{bin} = e\Phi_M - e\Phi_S = e\Phi_M - e(\chi + \mu_F). \quad (3.15)$$

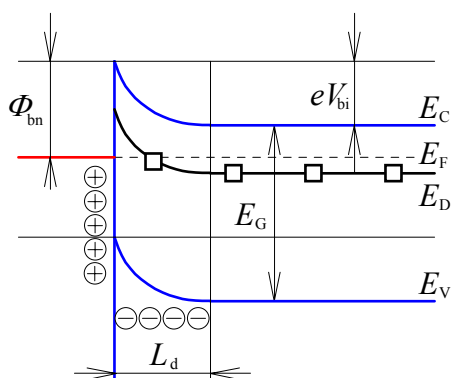
Pokud přiložíme na přechod kovu s polovodičem záporné vnější napětí V_{ext} viz. obr.3.7. a obr. 3.9. bude difúzní potenciál v reverzním režimu dán součtem

$$V_{bir} = V_{bi} + V_{ext}, \quad (3.16)$$

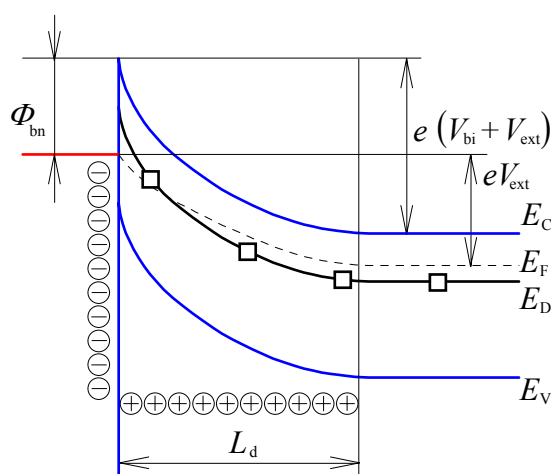
kde V_{bi} je difúzní potenciál bez přiloženého vnějšího elektrického pole. Dále pak přiložíme-li na přechod externí napětí v přímém směru V_{ext} difúzní potenciál bude dán rozdílem

$$V_{bif} = V_{bi} - V_{ext}, \quad (3.17)$$

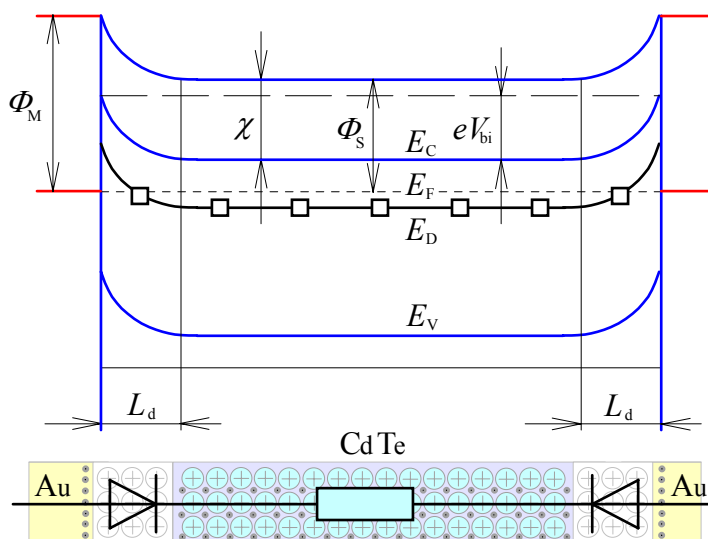
S vnějším napětím přiloženým na přechod mezi kovem a polovodičem se výška bariéry může zvýšit (předpětí v závěrném směru) nebo snížit (předpětí v propustném směru). U polovodiče typu **n** s přiloženým vnějším napětím na přechod v propustném směru (záporný potenciál je přiložen na polovodič) se kladný prostorový náboj polovodiče uvnitř vyprázdňené vrstvy snižuje a všechny energetické hladiny v polovodiči stoupnou na hodnotou eV_{ext} . Potenciálová bariéra se snižuje.



Obr. 3.9. Energetický pásový diagram spojení Au a CdTe typu **n**.



Obr. 3.10. Energetický pásový diagram spojení Au a CdTe typu **n** s aplikovaným vnějším napětím V_{ext} . Předpětí v závěrném směru.



Obr. 3.11. Energetický pásový diagram detektoru CdTe typu **n** se dvěma Schottkyho kontakty heteropřechodu kov-polovodič.

Přiložíme-li na polovodič napětí v opačném smyslu (na polovodiči je kladný potenciál) pozitivní prostorový náboj polovodiče se uvnitř vyprázdněné vrstvy zvyšuje a všechny hladiny v polovodiči klesnou na hodnotu eV_{ext} . Potenciálová bariéra se zvyšuje obr.3.10. a depletiční oblast se rozšiřuje. Přesunující se elektrony zanechají kladné ionty a v depletiční oblasti vznikne kladný prostorový náboj. Na obr. 3.11. je pásový diagram kontaktu Au a CdTe typu **n** a na obr. 3.12 je diagram pro kontakt Au a CdTe typu **p**. V obou případech vzorek představuje anti-sériové zapojení dvou Schottkyho diod s rezistorem mezi nimi.

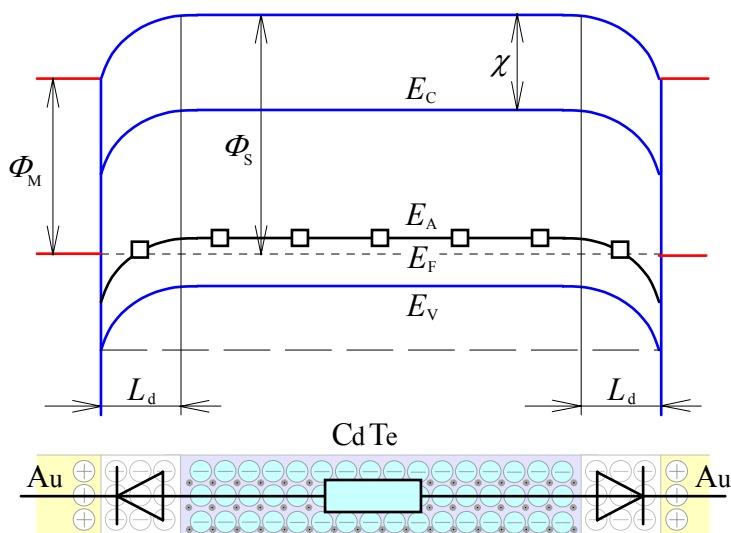
Když na vzorek aplikujeme vnější napětí, jeden z kontaktů funguje s předpětím v propustném směru a druhý s předpětím v závěrném směru, a proto budou bariéry na obou kontaktech rozdílné. S vnějším napětím $V_{\text{ext}} > V_{\text{bi}}$ jedna z bariér (na kontaktu v propustném směru) zmizí a na vzorku zůstane jen jediná kontaktní bariéra.

Šířka depletiční oblasti pro CdTe typu **n**

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D} V_{\text{bin}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D} \varphi_0} \quad (3.18)$$

Šířka depletiční vrstvy pro polovodič typu **p**

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_A} V_{\text{bip}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_A} \varphi_0} \quad (3.19)$$



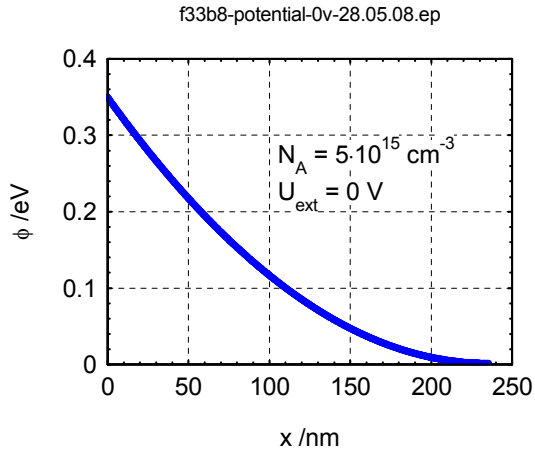
Obr. 3.12. Energetický pásový diagram detektoru CdTe typu **p** se dvěma usměrňujícími kontakty heteropřechodu kov-polovodič.

Šířka depletiční oblasti se zmenší, pokud přiložené externí napětí působí v propustném směru.

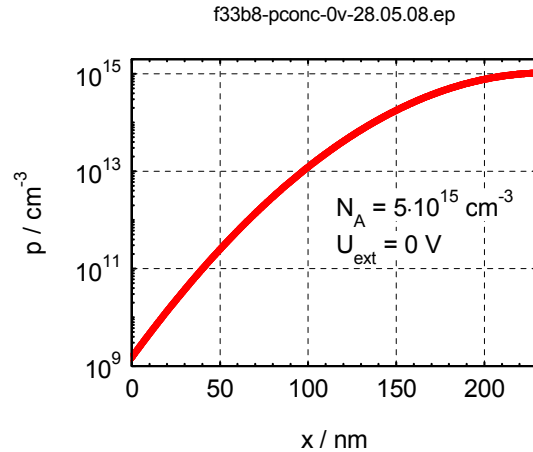
$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D}(V_{bi} - eV_{ext})}, \quad (3.20)$$

Pokud přiložíme napětí v závěrném směru, šířka depletiční vrstvy se rozšíří a určíme ji podle:

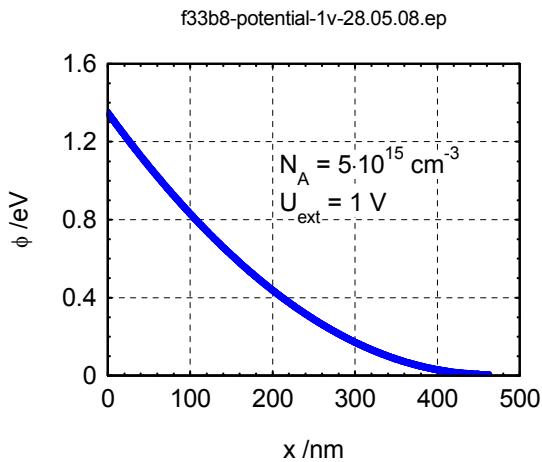
$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D}(V_{bi} + eV_{ext})}. \quad (3.21)$$



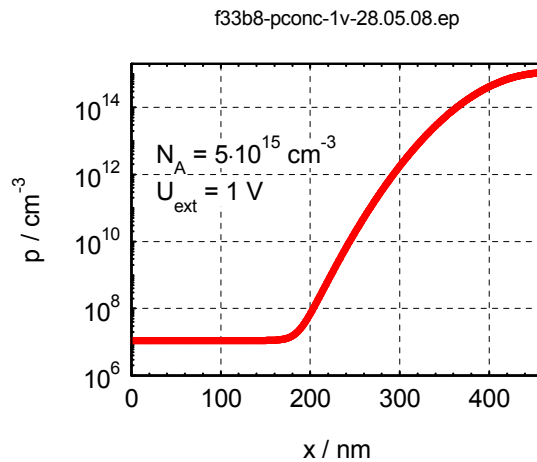
Obr. 3.13. Kontaktní potenciál v depletiční oblasti v místě kontaktu kovu s polovodičem, pro vzorek CdTe typu p.



Obr. 3.14. Rozložení koncentrace děr uvnitř depletiční oblasti na kontaktu kovu s polovodičem u vzorku detektoru typu p CdTe bez vnějšího napětí.



Obr. 3.15. Potenciál kontaktního pole uvnitř depletiční oblasti spojnice kovu s polovodičem u vzorku detektoru typu p CdTe při aplikovaném napětí 1V.



Obr. 3.16. Průběh koncentrace děr uvnitř depletiční oblasti spojnice kovu s polovodičem u vzorku detektoru typu p CdTe při aplikovaném napětí 1V.

Pro úplnost uvádíme ještě modelované průběhy kontaktního potenciálu depletiční oblasti bez napětí a s vnějším napětím (obr. 3.13 a 3.15) a tomu odpovídající průběhy koncentrací nosičů (obr. 3.14 a 3.16).

Protože víme, jak se mění velikost bariéry, dokážeme zjistit pravidlo pro změny koncentrace nosičů v depletiční oblasti. Předpis pro změny koncentrace nosičů je určen také vzdáleností mezi dnem vodivostního pásu a polohou Fermiho hladiny. Pro polovodič typu **n** platí

$$n(x) = N_c e^{-[\mu_n + \varphi(x)]/kT} + n_i = n_{n0} e^{-\varphi(x)/kT} + n_i, \quad (3.22)$$

kde μ_n je vzdálenost mezi dnem vodivostního pásu a polohou Fermiho hladiny v depletiční oblasti v objemu polovodiče; n_{n0} je rovnovážná koncentrace elektronů v polovodiči; n_i je vlastní koncentrace elektronů. Koncentraci děr polovodiče typu **p** získáme ze vztahu:

$$p(x) = N_v e^{-[\mu_p + \varphi(x)]/kT} + p_i = p_{p0} e^{-\varphi(x)/kT} + p_i, \quad (3.23)$$

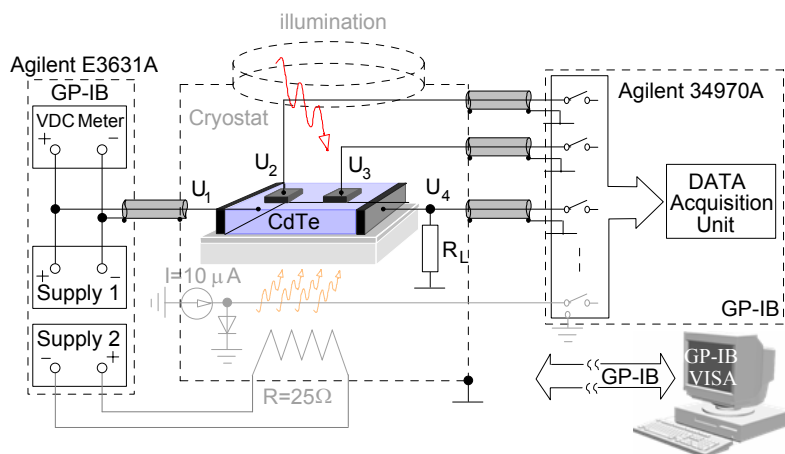
kde μ_p je vzdálenost mezi vrcholem valenčního pásu a polohou Fermiho hladiny v depletiční oblasti polovodiče; p_{p0} je rovnovážná koncentrace děr v polovodiči, p_i je vlastní koncentrace elektronů daná vztahem:

$$p_i = \frac{2(2\pi\sqrt{m_e m_{dh}} kT)^{3/2}}{h^3} e^{\left(\frac{-E_g}{2kT}\right)} \quad (3.24)$$

Odpor depletiční oblasti je tedy mnohonásobně vyšší než v oblasti homogenní objemové části vzorku, protože je tam velmi nízká koncentrace volných nosičů.

U vzorku CdTe nastává problém, když je třeba oddělit vlastnosti v objemu vzorku a vlastnosti kontaktů. Každý kontakt se sestává minimálně ze dvou různých materiálů (nebo ze tří v případě, že je zde ještě mezivrstva).

Pro studium transportních a šumových charakteristik v polovodiči CdTe v závislosti na teplotě a osvětlení byla sestavena měřící aparatura, jejíž zjednodušené blokové schéma je uvedeno na obr. 3.17.

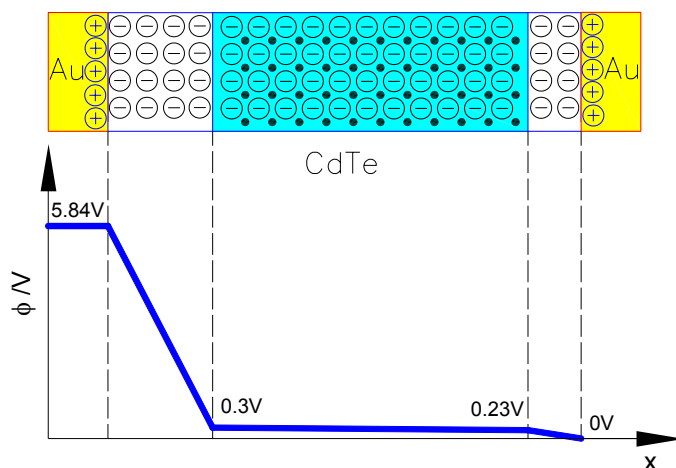


Obr. 3.17. Měřící aparatura pro měření teplotních závislostí transportních a šumových charakteristik na vzorcích CdTe

Vzorek je umístěn spolu se zatěžovacím odporem v kryostatu, kde je možno ohřevem topné spirály řídit pracovní teplotu okolí od teploty kapalného dusíku 77 K až po 400 K. Kryostat

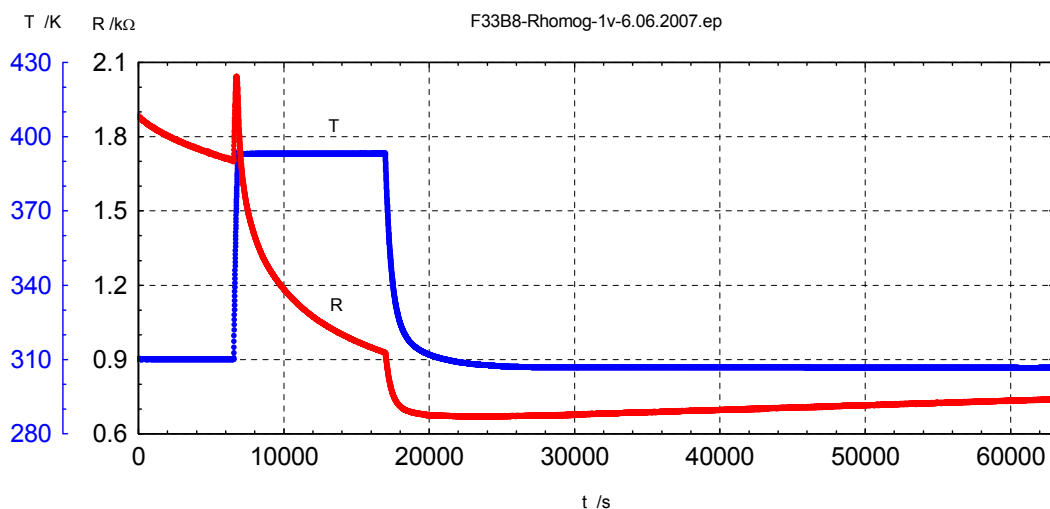
zároveň slouží k odstínění nežádoucích elektromagnetických polí. Na obr. 3.18. je znázorněn výsledek experimentálního měření rozdělení potenciálu na **p**-typovém vzorku.

Při nižších teplotách je dominantním transportním procesem kvantově-mechanické tunelování elektronů skrz bariéru. Při vyšších teplotách je hlavním transportním procesem pohyb děr skrz bariéru.



Obr. 3.18. Rozdělení potenciálu napříč vzorkem CdTe typu **p**.

Na obr. 3.19 je uvedena časová závislost odporu v objemu nízkoohmového vzorku polovodiče typu **p** společně s říditelným průběhem teploty. Z počátku detektor vykazuje chování kovu, kdy změna odporu odpovídá každé změně teploty s pozitivní teplotní závislostí, tedy s rostoucí teplotou odpor roste a s klesající se snižuje. Polovodičové vlastnosti vzorku začnou dominovat až po určitém čase, kdy již dostatečně probíhá proces tepelné generace nosičů a tedy se zvyšuje vodivost vzorku a odpor klesá. Toto chování není běžné u polovodičových materiálů, analýza časových změn v koncentraci nosičů a jejich pohyblivosti v čase byla detailně provedena v [10] a [11].



Obr. 3.19. Vývoj odporu homogenního vzorku polovodičového detektoru CdTe typu **p** při změně teploty, $U_{\text{ext}} = 1\text{V}$.

Pohyblivost děr v monokrystalech CdTe byla na základě experimentálního měření vypočítána aproximační funkcí (3.25). Obdobný výsledek uvádí i literatura [12].

$$\mu = 57[\exp(252/T) - 1]. \quad (3.25)$$

Pro zachování elektrické neutrality musí být celkový záporný náboj (elektrony a ionizované akceptory) vyrovnán celkovým kladným nábojem (díry a ionizované donory). V našem případě, kdy hustota elektronů ve vodivostním pásu je zanedbatelná a nemá vliv na polohu Fermiho hladiny, potom platí

$$N_A^- = p, \quad (3.26)$$

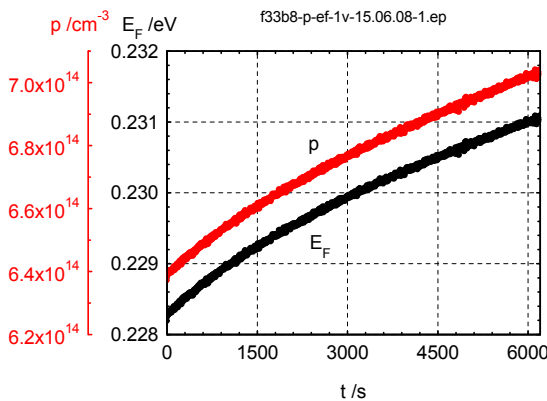
kde p je koncentrace děr ve valenčním pásmu, N_A^- je počet ionizovaných akceptorů. Podle [1] také platí:

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g \cdot \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)}, \quad (3.27)$$

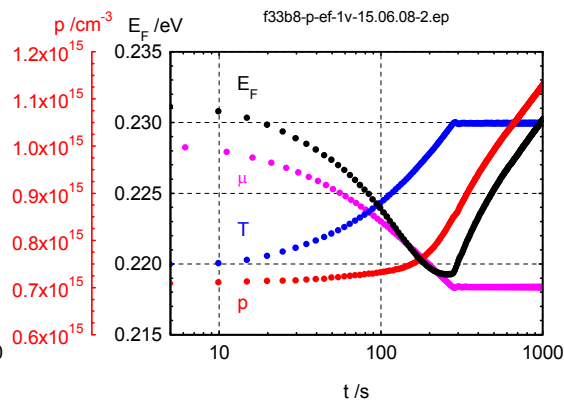
kde g je degenerační faktor pro akceptorovou hladinu. Faktor g určuje, kolik spinových stavů přísluší stavu popsanému kvantovými čísly (n_x, n_y, n_z) . Pro elektrony se spinem $\frac{1}{2}$ je $g = 2$ pro díry $g = 4$.

Polohu Fermiho hladiny vypočítáme pomocí:

$$E_F = E_A - kT \ln\left(\frac{N_A - p}{4p}\right). \quad (3.28)$$



Obr. 3.20. Koncentrace děr a Fermiho hladiny jako funkce závislosti na čase při pokojové teplotě $T = 300$ K, $\mu = 71 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$



Obr. 3.21. Závislost koncentrace děr a polohy Fermiho hladiny na čase. T se zvedá z 310 K na 393 K, μ se snižuje z 71 na $51 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$

Změna koncentrace nosičů náboje v krystalech CdTe je velice pomalý proces, a proto jsou zjištěné hodnoty relaxačních dob tak vysoké.

Průběhy změny odporu v objemu vzorku v čase s teplotou jako řídicím parametrem lze aproximovat exponenciální závislostí pomocí dvou nebo čtyř exponentů různých časových konstant, z čehož vyplývá, že v polovodiči jsou přítomny minimálně čtyř typy energetických hladin defektů. U semiizolačních vzorků typu **n** dominuje hned po startu měření časová konstanta odpovídající hladině příměsí s časovou konstantou $\tau \approx 13$ s a pro vzorky typu **p** tato časová konstanta činí $\tau \approx 4500$ s. Dále začnou převládat časové konstanty vyšších hodnot, až několik tisíců sekund. Hodnoty časových relaxací jsou závislé na teplotě, čím vyšší je teplota, tím kratší je doba časové relaxace. Hlavní rozdíl polovodičových vzorků typu **n** a vzorků typu **p** spočívá v tom, že odpor v objemu vzorku typu **n** se s měnící se teplotou mění převážně v závislosti na koncentraci elektronů. Charakteristické průběhy při pokojové teplotě a při zvýšené teplotě jsou na obr. 3.20. a 3.21 [13].

Odpovídající průběhy spektrální hustoty výkonu napěťových fluktuací na vzorku CdTe jsou na obr. 3.22. a obr. 3.23. pro různá napětí.

Šumové pozadí vlastní měřicí aparatury při měření nakrátko je označeno jako 0 V. V rozsahu velmi nízkých kmitočtů $f \in \langle 0,1 \text{ Hz} \div 10 \text{ Hz} \rangle$ u něj dominuje složka šumu $1/f^n$, přičemž vlivem vstupního předzesilovače dostaneme exponent $n = 1,37$ [-]. Od kmitočtu 10 Hz výše již převládá charakteristika tepelného šumu o hodnotě $S_u = 1,65 \cdot 10^{-17} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$.

Podle Hoogeho teorému platí, že hodnota spektrální hustoty fluktuací (napětí, či proudu) je nepřímo úměrná celkovému počtu volných nosičů ve vzorku N . Z této závislosti pak vyvodil, že šum typu $1/f$ je způsoben fluktuací počtu nosičů v objemu vzorku [6]. Kvantitativně pak vyjádřil hodnotu spektrální hustoty S_u [$\text{V}^2 \text{ Hz}^{-1}$] následujícím vztahem:

$$S_u = \frac{\alpha_H U^2}{Nf}, \quad (3.29)$$

kde S_u je spektrální hustota šumového napětí, které je vyvoláno fluktuací koncentrace nosičů nebo jejich pohyblivosti v objemu vzorku lineárního odporu, kterým prochází proud, U je napětí na svorkách a f je frekvence, na které nás zajímá úroveň spektrální hustoty. Pro různé materiály je specifická tzv. Hoogeho konstanta α_H , která nezávisí na teplotě a její hodnota se pohybuje kolem velikosti $\alpha_H \approx 2 \cdot 10^{-3}$ [-].

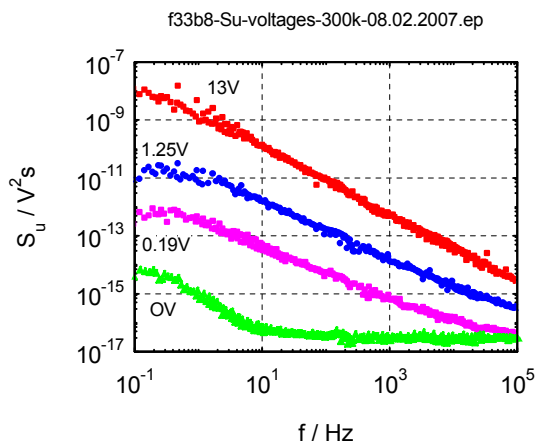
Pro spektrální hustotu fluktuujícího proudu pak obdobně platí

$$S_i = \frac{\alpha_H I^2}{Nf}. \quad (3.30)$$

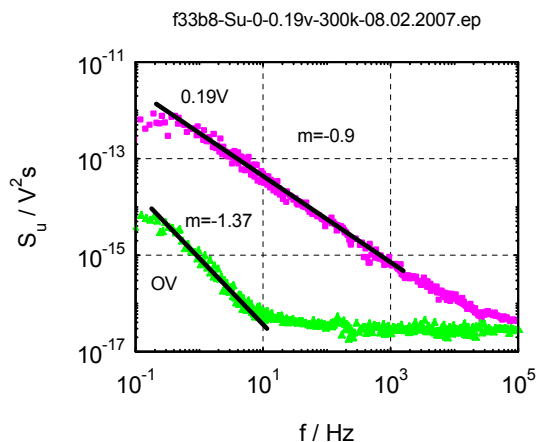
Spektrální hustota šumu $1/f$ u vzorku CdTe je kvadraticky závislá na přiloženém napětí na vzorku, jak je vidět na obr. 3.23, což přesně odpovídá vztahu (3.27).

Výsledky, kterých jsme dosáhli s různými vzorky CdTe, vykazaly podobné chování struktur. U všech měřených vzorků CdTe se projevila jako dominantní složka šumu $1/f$. Parametr n šumu $1/f^n$ se ve většině případů pohybuje v rozmezí $0,9 \leq n \leq 1,5$, přičemž se velmi často blíží právě

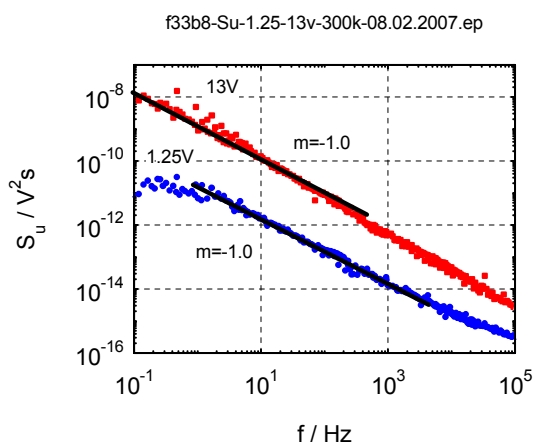
hodnotě $n=1$. U některých vzorků byl ve spektru zaznamenán i výskyt generačně-rekombinačního (G-R) šumu a v oblasti vyšších kmitočtů pak v nich převládá tepelný šum.



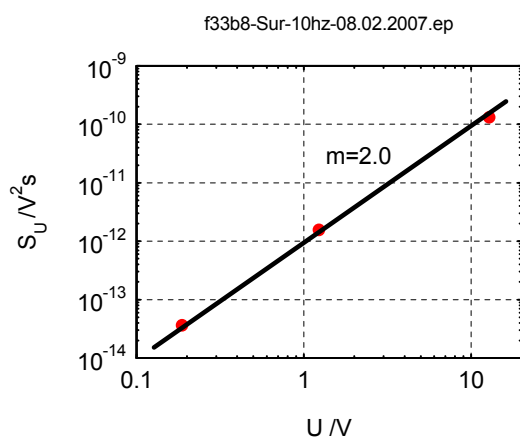
Obr. 3.22. Spektrální hustota výkonu šumového napětí na vzorku CdTe. Měření bylo provedeno pro napětí $U = 0,19; 1,25; 13$ V včetně měření šumového pozadí měřící aparatury.



Obr. 3.23. Spektrální hustota výkonu napěťových fluktuací na vzorku CdTe při aplikovaném napětí $U = 0,19$ V a šumové pozadí měřící aparatury.



Obr. 3.24. Spektrální hustota výkonu šumového napětí na vzorku CdTe při napětí $U = 1,25; 13$ V.



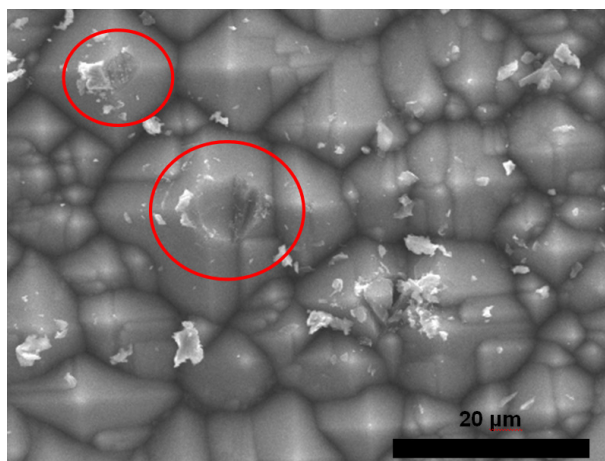
Obr. 3.25. Kvadratická závislost spektrální hustoty výkonu šumového napětí na vzorku CdTe při frekvenci $f = 10$ Hz na přiloženém napětí na vzorku.

Experimentálně naměřené hodnoty nízkofrekvenčního spektra šumu $1/f$ jsou vždy mnohem vyšší než teoreticky vypočtené hodnoty, kdy při výpočtu uvažujeme celkový počet volných nosičů náboje ve vzorku. Spektrální hustota napěťových fluktuací šumu $1/f$ závisí na počtu volných nosičů ve vzorku. Volné nosiče náboje jsou v objemu vzorku rozloženy rovnoměrně, zatímco uvnitř vyprázdňené oblasti kontaktu v závěrném směru je koncentrace nosičů velmi nízká. Bylo zjištěno, že tato koncentrace exponenciálně vzrůstá ve směru z plochy kontaktu do části homogenního vzorku. Na základě provedených analýz můžeme vyvodit, že původem vyšší úrovně nadbytečného šumu ve vzorku je právě závěrně polarizovaný kontakt kov-polovodič [14].

4 STUDIUM DEFEKTŮ POMOCÍ SPEKTROSKOPIE V BLÍZKÉM POLI

Při použití techniky optického blízkého pole, které vzniká v nanoapertuře, se generují fotonosiče, indukují fotoproud ve vzorku. Nejčastěji používaným typem sondy je optické vlákno vybroušené do špičky. Pohyb sondy nad povrchem vzorku je zajištěn piezoposuvy. Používají se dva principy detekce. První, tzv. *režim konstantní výšky*, spočívá v řádkování předmětu sondou, jejíž hrot má konstantní vzdálenost od určité vztažné roviny z . Sonda detekuje rozložení intenzity světla ve vztažné rovině nad povrchem vzorku. Druhý způsob, *režim konstantního proudu*, spočívá v nastavení sondy tak, že zpětná vazba řídicí elektroniky udržuje hrot sondy v konstantní vzdálenosti od povrchu předmětu. Registrovaným signálem je elektrické napětí na ovládací elektronice piezoposuvů, což je přímo spojeno s polohou z sondy detektoru. Výsledkem tohoto způsobu detekce je topografie čar stejné intenzity světla nad povrchem předmětu.

Optická mikroskopie v blízkém poli, spektroskopie fotoproudu v blízkém poli patří mezi vhodné nedestruktivní metody studia defektů a vlivů procesu stárnutí u prakticky většiny polovodičových součástek nebo materiálů. Na obr. 4.1. to dokazuje povrchový sken, na němž je ukázán touto metodou nalezený defekt na Si struktuře solárního článku.

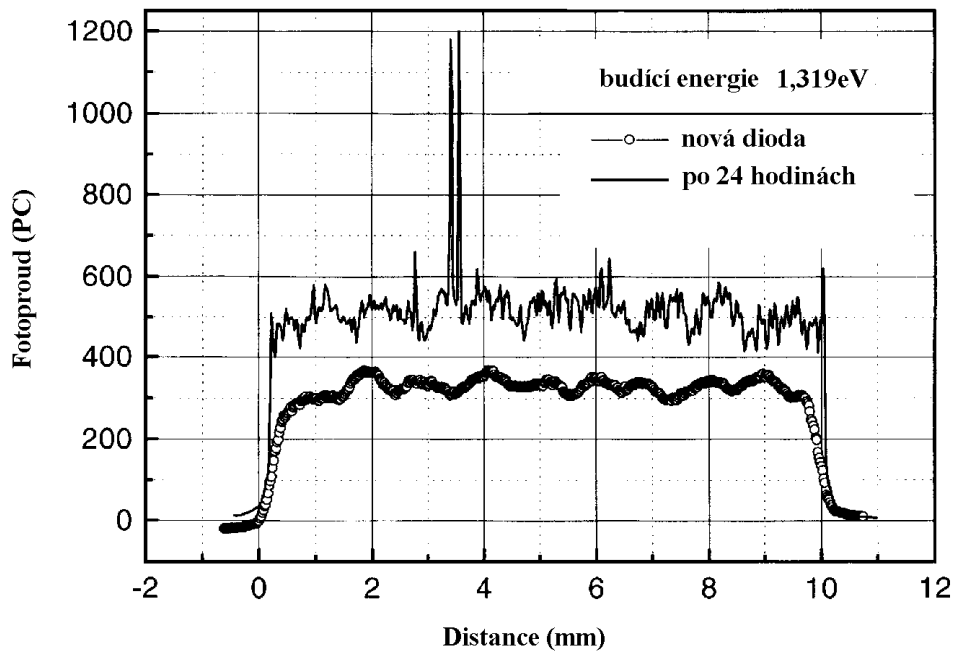


Obr. 4.1. Identifikace povrchových defektů CdTe pomocí SNOM

Naše experimenty potvrzující využitelnost pro lokalizaci defektů jsme dále provedli na laserových diodách, které byly zkoumány před a po akcelerovaném stárnutí laserové struktury. Metoda dosahuje subvlnové příčné rozlišovací schopnosti pomocí optické sondy pracující v režimu blízkého pole. Ukazuje se, že je možné využít tuto metodu pro analýzu mikroskopických procesů stárnutí i dalších optoelektronických polovodičových součástek.

Námi provedené experimenty ukazují na mechanismus vzniku poruch v p-i-n přechodech InAlGaAs/GaAs struktur, které podléhají procesu zrychleného stárnutí [16]. Pomocí metody BPM (beam propagating method) lze studovat vliv objemových procesů a povrchové rekombinace na rozdělení fotoproudů v blízkém poli. Vzhledem k nedestruktivní povaze metody je navržená technika obzvláště vhodná pro analýzu na in-situ u výkonných laserových diod (LD). Nachází-li se apertura v těsné blízkosti vzorku, je možné dosáhnout subvlnových rozměrů excitační skvrnky. Průměr skvrnky může dosáhnout hodnot < 50 nm. Rozlišení zařízení je určeno velikostí excitační skvrnky, tj. plochou interakce mezi zářením a vzorkem, dále absorpční délkou záření

a transportními procesy minoritních nosičů. To vše způsobí, že příčné rozlišení zařízení je menší jak 250 nm [8].



Obr. 4.2. Makroskopický průběh fotoproudu na poloze i hrotu sondy povrchu diody. Měření před a po umělem stárnutí, které vytvořilo defekt.

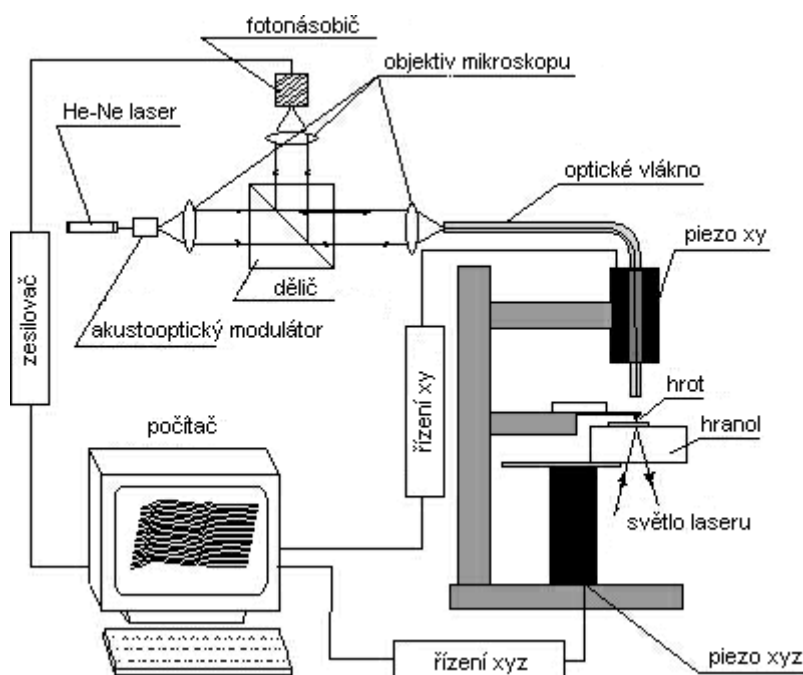
Experimentální zařízení pro měření lokálních fotoproudů v blízkém poli sestává ze SNOM mikroskopu, na jehož pracovním stolku je umístěn vzorek zkoumané struktury. Pomocí SNOM jsme řešili z hlediska optického blízkého pole, vliv stárnutí na koncentraci defektů uvnitř aktivní vrstvy a nezářivé rekombinační procesy v blízkosti povrchu. Ukazuje se, že je to vhodné zařízení i pro spektroskopii fotoproudu v blízkém poli, pro studium lokalizace defektů, vlivů stárnutí luminiscenčních diod, vysoce výkonných laserových diod i solárních článků.

4.1 ANALÝZA LOKÁLNÍCH CHARAKTERISTIK FOTOTPROUDU V BLÍZKÉM POLI

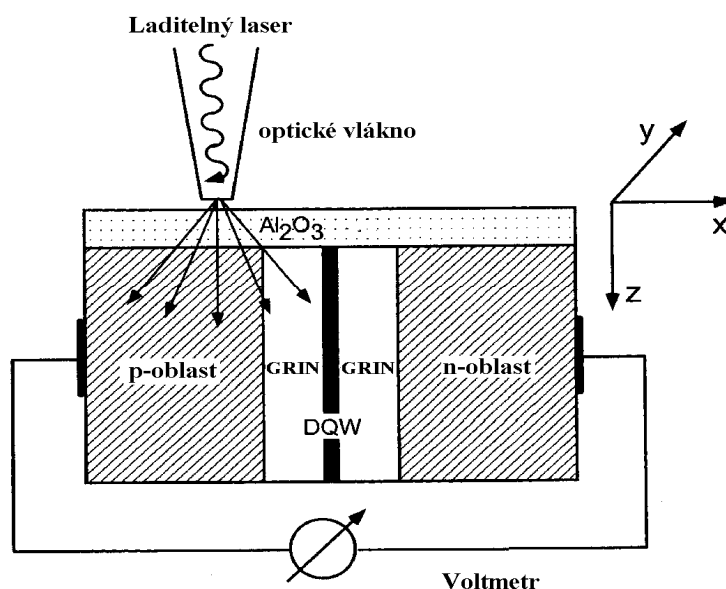
Struktura je excitována plynule laditelným zářením z hrotu optického vlákna, umístěného v těsné blízkosti povrchu. Světelná skvrnka na povrchu struktury dosahuje průměru 100-200 nm. Fotoindukovaný proud napříč p-i-n rozhraním je detekován v závislosti na poloze hrotu, který rastruje po řádcích laserovou diodu. Ta je umístěna na piezočlenu, který umožňuje pohyb ve směrech x-y-z obr. 4.3.

Hrot je udržován v konstantní vzdálenosti (10 ± 1) nm od povrchu vzorku pomocí optických střížných sil [8,9]. Mechanismus střížných sil spočívá v tlumení rezonančních příčných kmitů hrotu sondy při přibližování sondy k povrchu. Útlum prudce vzrůstá v oblasti 10 - 20 nm od povrchu. Rezonanční příčné kmity hrotu sondy s amplitudou < 10 nm je třeba vybudit pomocí jemnějšího piezoposuvu. Amplituda kmitů hrotu je měřena pomocí nasměrování světla z osvětlovacího laseru ($\lambda = 670$ nm) na kmitající hrot a zobrazením výsledného difrakčního obrazce na kvadrantovou fotodiodu. Střídavý signál na polích kvadrantové fotodiody umožní přímé měření amplitudy kmitů a pomocí zabudované zpětnovazební smyčky je možné přesně

nastavit svislou vzdálenost hrotu vzhledem k povrchu zkoumané struktury. Měřením napětí na ose z- piezočlenu přímo určíme informaci o topografii povrchu vzorku. Topografický obraz je snímán současně s obrazem fotoproudu v blízkém poli, což vytváří prostorovou korelaci mezi fotoproudem v blízkém poli a strukturou vrstvy LD.

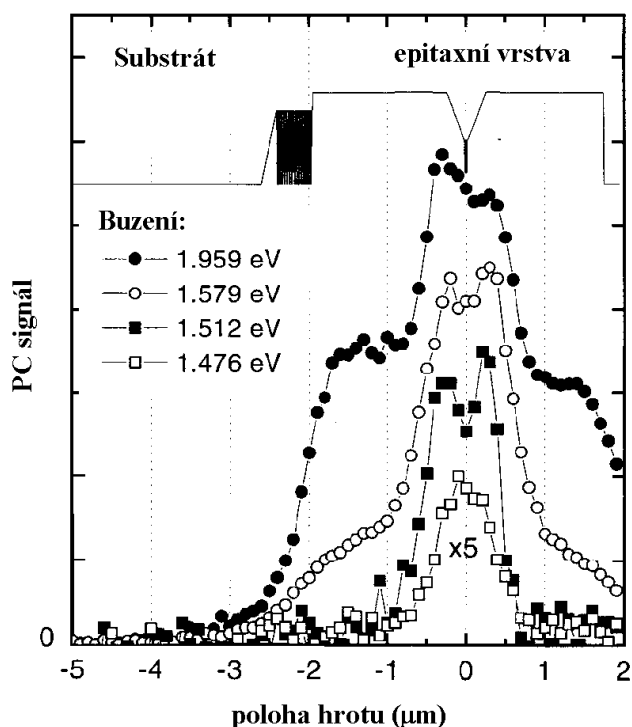


Obr. 4.3. Blokové schéma mikroskopů pracujících v blízkém poli: hlavními prvky jsou sonda, řídicí systém a nanodetektor. Řádkování (v rozsahu několik nm - 100 μm) se uskutečňuje díky trojrozměrnému ohybu piezotrubičky, je-li na ni přiloženo vhodné napětí. Nanodetektorem je většinou špičaté optické vlákno, jehož druhý konec je spojen se vzdáleným detektorem (fotonásobič).



Obr. 4.4. Princip rastrování fotoproudu pro různé energie.

Velikost rastrované plochy je $(10 \times 6) \mu\text{m}^2$. K osvětlení vzorků byl užit jednak spojitě laditelný Ti:Safírový laser, jednak He-Ne laser. Pomocí synchronního detektoru byl měřen fotoindukovaný proud na p- a n- kontaktech vzorku LD bez předpětí. Světlo laserových zdrojů bylo amplitudově modulováno frekvencí 1 kHz. Do optického vlákna byl vevázán výkon 3 mW tak, aby v hrotu vlákna výkon dosáhl hodnoty z intervalu 10 - 100 nW. Tato hodnota byla ověřena detekcí ve vzdáleném poli viz. obr. 4.4. Takové malé výkony jsou třeba k tomu, aby ohřev vlákna neovlivňoval experimenty. Detekovaný fotoindukovaný proud byl v rozsahu 1 μA - 1 nA. Makroskopická spektra fotoproudu byla zaznamenána pomocí standardního optického mikroskopu, jehož prostorové rozlišení $< 30 \mu\text{m}$, halogenovou lampou, monochromátorem a synchronním detektorem.



Obr. 4.5. Jeden řádek rastru fotoproudu v blízkém poli pro excitační (budící) energie 1,959 eV, 1,579 eV, 1,512 eV a 1,476 eV pro DQW-GRIN laserovou diodu. Rastrování probíhá ve směru kolmém k aktivní vrstvě. V horní části obrázku je vyjádřen tvar potenciálu vodivostního pásu.

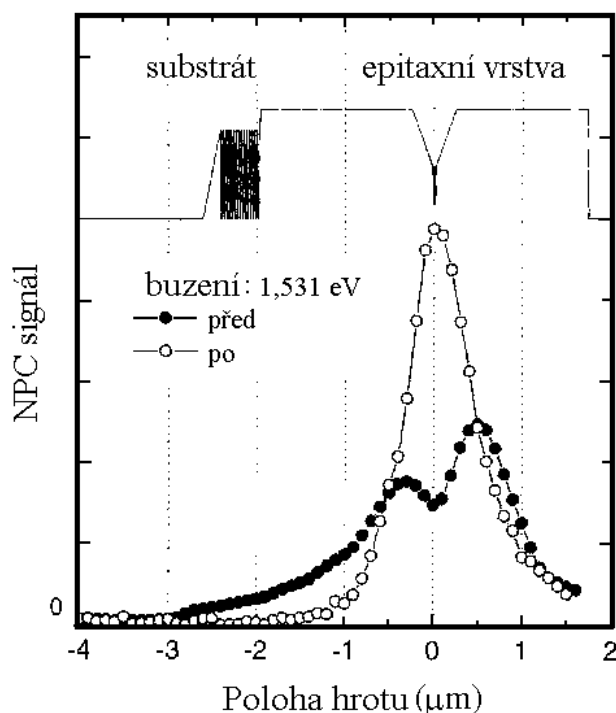
Použitelnost pro lokalizaci defektů byla potvrzena při zjišťování lokální charakteristiky fotoproudu kvaternární struktury InAlGaAs/GaAs [18]. Jedná se o dvojistou kvantovou jámu (DQW) se skokovou změnou indexu lomu, kde DQW oblast leží uprostřed nedopované, 220 nm široké vrstvy $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ($E_g = 1,8 \text{ eV}$). Ta je obklopena p- a n- dopovanými vrstvami pláště o tloušťce 1,5-2 μm z $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$, zakázaný pás má energii $E_g = 2,2 \text{ eV}$. Vytvořená struktura je instalována p-stranou dolů na měděný chladič. Odrazivost předního čela byla upravena napařením antiodrazné Al_2O_3 . Energie vyzářeného fotonu laserové diody byla u všech zkoumaných struktur $h\nu = 1,53 \text{ eV}$, tj. $\lambda = 808 \text{ nm}$. Akcelerované stárnutí bylo simulováno ohřevem struktury.

Na obr. 4.6. je znázorněna závislost fotoproudu v blízkém poli pro různé budící energie pro diodu před a po akcelerovaném stárnutí. Maximální intenzita každého výsledného obrazu byla opět normována.

Toto spektrum v blízkém poli odpovídá s vysokou přesností makroskopickému spektru fotoproudu a mění se o tři řády v oblasti budících energií.

Výsledný signál pro budící energii 1,959 eV, tj. pro buzení nad hranou pásma aktivní vrstvy, sestává z širokého plató, jestliže je hrot sondy nad p- či n- dopovanou oblastí pláště a malý vrcholek se nachází uvnitř SIN vlnovodné struktury. Plató může přispívat k absorpci nevodivých šířících se vln uvnitř DQW a SIN vrstev, zatímco malý vrcholek odpovídá pravděpodobně absorpci šířících se vln uvnitř DQW vrstvy. Pro DQW-GRIN strukturu je obraz fotoproudu v blízkém poli jen slabě ovlivněn procesem stárnutí pro tuto vlnovou délku nad hranou pásu.

Podobně jsou jen velmi málo ovlivněny procesem stárnutí i tvary obrazů fotoproudu v blízkém poli pro budící energie pod hranou aktivní vrstvy, tj. pro $E_{ex} = 1,459$ eV a $1,494$ eV.



Obr. 4.6. Porovnání skenů fotoproudu v blízkém poli pro $E_{ex} = 1,531$ eV pro DQW-GRIN laserové diody před akceleračním stárnutím (plné kroužky) a po něm (prázdné kroužky). Při této budící energii se nemění intenzita makroskopického spektra, což odpovídá integrálu přes sken fotoproudu v blízkém poli. Na obrázku je znázorněn i tvar potenciálu vodivostního pásu (plná čára).

Po akceleračním stárnutí jsme našli úzkou strukturu fotoproudu s jedním vrcholem uvnitř vlnovodné struktury. Tento signál opět může pocházet od příspěvků aktivních defektů nebo příměsí v IČ oblasti. Šířka signálu je 600 - 700 nm a při stárnutí struktury se nijak podstatně nemění. Tvar signálu můžeme kvantitativně vyjádřit pomocí paprskového modelu, bereme-li v úvahu koeficient absorpce od malého defektu řádu 1 cm^{-1} tak, že je homogenně rozložen uvnitř laserové struktury. Celý signál fotoproudu v blízkém poli tedy pochází od absorpce šířících se vln vedených ve SIN struktuře a tvar signálu je ovlivněn tvarem vlnovodu, zatímco přenos minoritních nosičů není významný. Navíc je možné v tomto případě zanedbat roli evanescentních vidů. V tomto typu diody vede proces stárnutí k značnému nárůstu koncentrace defektů a tím i k pětinasobnému zvýšení signálu fotoproudu v blízkém poli. Vzhledem k převažujícímu vlivu

vlnovodu je tvar signálu fotoproudu v blízkém poli jen nepatrně ovlivněn změnou koncentrace defektů, což odpovídá modelové situaci.

Intenzita signálu fotoproudu v blízkém poli nové diody roste 20x při změně budicí energie $E_{\text{ex}} = 1,494 \text{ eV} \rightarrow 1,531 \text{ eV}$. To je způsobeno DQW absorpcí, která převažuje v signálu fotoproudu v blízkém poli při $E_{\text{ex}} = 1,531 \text{ eV}$. Signál fotoproudu v blízkém poli stále vykazuje jediné maximum s vrcholem ve středu vlnovodné struktury. Pro novou i starou diodu je šířka signálu fotoproudu v blízkém poli 600-650 nm a amplituda signálu je přibližně stejná v obou experimentech. Tento tvar signálu s jediným maximem je třeba porovnat se signálem nové GRIN struktury, který vykazuje dvě zřetelná maxima.

Závěrem je možné říct, že použitý paprskový model umožňuje kvalitativně vysvětlit signály fotoproudu v blízkém poli pro GRIN i SIN struktury. Na základě provedené srovnávací studie prostorově rozlišitelných spekter fotoproudu v blízkém poli pro dvě výkonné laserové diody, vyznačující se různými vlnovodnými charakteristikami v případě před a po procesu akcelerovaného stárnutí struktury diody za pomoci nanometrické apertury SNOM mikroskopu bylo dosaženo subvlnové prostorové rozlišení vlivů jednotlivých částí struktury na výsledný signál. Přeladováním laseru bylo možné dosáhnout budících energií pod i nad energií, kterou vyzařuje laserová dioda a tím bylo možné studovat jednotlivé vlastnosti a komponenty diody. Při nižších budících energiích byla generace minoritních nosičů menší než absorpce IČ na aktivním defektu nebo příměsi v daném místě, zatímco pro energie nad laserovým zářením 1,53 eV převažuje absorpce vrstvy s aktivní dvojitou kvantovou jámou. V DQW-GRIN diodě jsme pozorovali velkou změnu tvaru křivky fotoproudu v blízkém poli v závislosti na budicí energii. Velmi patrná změna signálu fotoproudu v blízkém poli byla pozorována v oblasti DQW, kde vykazovala výraznou strukturu s dvěma maximy. Pomocí paprskového modelu jsme došli k závěru, že kontrast signálu fotoproudu v blízkém poli vznikal pravděpodobně v důsledku šířících se vln ve vlnovodném kanálku uvnitř gradientní vrstvy, a že pozorované dvojí maximum je možné přisoudit nezářivým rekombinačním jevům v blízkosti povrchu.

Naše diskuse dosud nevyjasnila povahu defektů spojených se stárnutím. Ukázali jsme, že jasné IČ aktivní defekty zvyšují signál fotoproudu v oblasti nižších budících energií. V důsledku značného vlivu jevů spojených s vlnovodnou strukturou na tvorbu obrazu fotoproudu v blízkém poli, je možné vysvětlit současné experimenty pravděpodobně pomocí defektů, vzniklých migrací příměsí do vlnovodné vrstvy. To bude cílem naší další práce.

Na prvních experimentálních výsledcích jsme zde ukázali, že lokální spektroskopie fotoproudu v blízkém poli je vhodnou metodou, která může poskytnout přímý pohled na vliv stárnutí, které ovlivňuje mikroskopické procesy tvorby defektů a povrchových rekombinací v aktivní vrstvě výkonných laserových diod.

5 PERSPEKTIVY A ZÁVĚR

Je těžké si dnes představit oblast vědy nebo technologie, která by se prošla v posledních dvaceti letech takovým vývojem a měla takový dopad na společnost, jako mikroelektronika a s ní spojený rozvoj nanotechnologií. Moderní přístroje prakticky ve všech oblastech života jsou spojeny s elektronikou, s menšími, rychlejšími, lacinějšími a výkonnějšími čipy. Při jejich nasazování nesmíme však zapomenout na jejich životnost a spolehlivost. A právě oblast predikce spolehlivosti a životnosti v návaznosti na moderní technologie se stala obsahem vědecko-výzkumné práce našeho pracoviště UFYZ na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně.

Spektroskopické diagnostické a charakterizační metody vycházejí ze skutečnosti, že transport nosičů náboje, vyzařování a pohlcování světla a další procesy, probíhající při vedení

proudu v nanomateriálech a mikrosoučástkách, jsou stochastické povahy a projevují se fluktuací proudu, napětí či jiných veličin. Statistické charakteristiky těchto fluktuací přinášejí další cenné informace o procesech, probíhajících ve sledovaných soustavách, a doplňují tak střední hodnoty makroskopických veličin o další momenty, jako jsou např. korelační funkce, výkonová spektrální hustota nebo další statistické charakteristiky, jako je hustota rozdělení sledovaného náhodného procesu.

Proudové fluktuace se projevují ve vnějším obvodu jako proudový nebo napěťový šum, u elektroluminiscenčních součástek také jako šum záření. Typ zdroje šumu a jeho lokalizaci je možno určit z rozboru šumových a transportních charakteristik. Vedle základních typů šumu, jejichž zdroje nelze odstranit (např. tepelný šum, generačně-rekombinační šum v polovodičích nebo výstřelový šum ve strukturách s PN přechody), existují také tzv. nadbytečné šумы. Předpokládáme, že technologické závady při výrobě materiálů a součástek se projevují jako zdroje nadbytečných proudů a nadbytečných šumů. V mnoha případech je potom proudový šum citlivějším indikátorem poruch než střední hodnota proudu.

Pomocí optické nanometrologie mohou být práce orientovány na lokální výzkum polovodičových struktur, experimentální měření lokálních spektroskopických vlastností polovodičových rozhraní a povrchů, sledování lokálních fotoproudů na Schottkyho bariéře, která je součástí prakticky každého polovodičového komponentu. Naše výsledky ukázaly, že spektroskopie v blízkém poli je vhodnou metodou, která může poskytnout přímý pohled na lokalizaci defektů, na vliv stárnutí, které ovlivňují mikroskopické procesy tvorby defektů a povrchových rekombinací v aktivní vrstvě součástek.

Pro tyto práce jsou na pracovišti kontinuálně vytvářeny potřebné technické a technologické podmínky, je neustále rozšiřována spolupráce se zahraničními universitami i firmami. Týmový přístup pracovníků ústavu, řešení projektů i úkolů smluvního výzkumu jsou přímo spojeny s doktorskými magisterskými a bakalářskými pracemi, tedy s výukovým procesem.

Tato práce vznikla za podpory několika grantů Grantové agentury České republiky, Ministerstva průmyslu a obchodu, výzkumného záměru MIKROSYN, MSM 0021630503 a smluvnímu výzkumu uzavřenému s významnými elektronickými společnostmi v ČR.

Chtěl bych poděkovat kolektivu spolupracovníků z ústavu, zejména vedoucím výzkumným laboratořím. Bez jejich spolupráce a pomoci by práce popsané v tezi nevznikly. Zejména musím zmínit prof. Pavla Tománka a prof. Josefa Šikulu, kteří stáli u zrodu řešení problematiky, kterou se snažím dále rozvíjet.

LITERATURA

- [1] HOOGE, F.N. $1/f$ noise is no surface effect. *Physics Letters A*. 1969, vol. 29, no 3, p. 139-140. ISSN 0003-6951
- [2] HANDEL, P.H. Quantum theory of $1/f$ noise, *Physics Letters* 53A, 1975, p. 438-440, ISSN 0375-9601
- [3] SZE, S., M. *Physics of Semiconductor Device*. John Wiley & Sons New York, 1981. 832 pages. ISBN: 978-0-471-14323-9
- [4] WOLF, E. *et al. Progress in Optics*, Elsevier, vol. 54, 2009, ISBN 0-4441-0319-8
- [5] ENDERS, A., NIMTZ, G. Photonic tunneling experiments, *Physics Letters* B47, 1993, 9605-9609, ISSN 0370-2693
- [6] TOMÁNEK, P., BENEŠOVÁ, M., DOBIS, P., KOŠŤÁLOVÁ, D., GRMELA, L., KAWATA, S. Near-field optical diagnostics of carrier dynamics in semiconductor with

- superresolution, *Physics of Low-Dimensional Structures*, 2003, no. 3-4, p. 131-138, ISSN 0204-34
- [7] EPIFANOV, G.I. *Physical basis of microelectronics*. Moscow, 1971. 376 pages.
- [8] TOYAMA, H., YAMAZATO, M., HIGA, A., MAEHAMA, T., OHNO, R., TOGUCHI, M. Formation of Schottky electrode for CdTe radiation detector. In *Nuclear Science Symposium Conference Record*. 2005, vol. 3, no. 23-29, p.1395 – 1398. ISBN: 0-7803-9221-3
- [9] TURKEVYCH, I., GRILL, R., MORAVEC, P. High-temperature electron and hole mobility in the CdTe. *Semiconductor Science and Technologies*. 2002, vol 17, p.1064-1066. ISSN 0268-1242
- [10] ANDREEV, A., GRMELA, L. Fermi level position in the cadmium-telluride detector. In *30th International Spring Seminar on Electronics Technology 2007*. MEDIAMIRA. Cluj-Napoca, Romania, 2007. p. 84-85. ISBN: 978-973-713-174-4.
- [11] ANDREEV, A. GRMELA, L., MORAVEC, P., BOSMAN, G., ŠIKULA, J. Investigation of excess 1/ f noise in CdTe single crystals, *Semiconductor Science and Technology*, 2010, vol.25, no.5. p. 1-7. ISSN 0268-1242
- [12] FRANC, J., GRILL, R., TURJANSKA, L., HÖSCHL P., BELAS, E. MORAVEC, P. High temperature mobility of CdTe. *Journal of Applied Physics*. 2001, vol. 89 p.786-78. ISSN 0003-6951
- [13] PAVELKA, J., ŠIKULA, J., GRMELA, L., TACANO, M., HASHIGUCHI, S. Noise and self-healing of tantalum capacitors. *Capacitors and Resistors Technology*, 2002, no. 4, p. 181-185, ISSN: 0887-7491.
- [14] ŠIKULA, J., VRBA, R., GRMELA, L., ZEDNÍČEK, T., SITA, Z. Breakdown characteristics and low frequency noise of niobium based capacitors. *Capacitor and Resistor Technology*, 2003, no. 4, p. 53-59. ISSN: 0887-7491.
- [15] HOLCMAN, V., GRMELA, L., LIEDERMANN, K: New mixing rules for composite polymer materials, *IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, 2010, vol. 5, no. 4, p. 381-384, ISSN: 1931-4973.
- [16] TOMÁNEK, P., GRMELA, L. Local optical phenomena in InAs/GaAs heterostructures with quantum dots and artificial molecules, *Journal of the Korean Physical Society*, 2005, vol. 47, no. 96, p. S162-S165, ISSN 0374—4884
- [17] GRMELA, L., MACKU, R, TOMANEK, P., Near-field measurement of ZnS:Mn nanocrystal and bulk thin-film electroluminescent device, *Journal of Microscopy*, 2008, vol. 229, no. 2, p. 275-280, ISSN 0022-2720.
- [18] GRMELA, L., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J., TOMÁNEK, P. Optoelectronic noise and photocurrent measurement on GaAs/AlGaAs laser diode with single quantum well. *International Journal of Optomechatronics*, 2007, vol. 1, no. 1, p. 73-80. ISSN: 1559-9612.
- [19] GRMELA, L., TOMÁNEK, P. ŠKARVADA, P. Near-field study of hot spot photoluminescence decay in ZnS:Mn nanoparticles. *Materials Science Forum*, 2007, vol. 2007, no. 567, p. 241-244, ISSN: 0255-5476.
- [20] ŠKARVADA, P., TOMÁNEK, P., GRMELA, L., SMITH, S..J. Microscale localization of low light emitting spots in reversed- biased silicon solar cells, *Solar Energy Material and Solar Cells*, 2010, vol. 94, no. 11, p. 2358-2361. ISSN: 0927-0248.

ABSTRACT

The spectroscopic diagnostic and characterization methods are based on the fact, that the noise transport, radiation and absorption of light, together with other processes, taking place together with the current-conduction in nano-materials and micro-components, are of the stochastic nature and mostly appears by means of current, voltage or other-variable fluctuations. Statistical characteristics of these fluctuations brings more valuable information about processes, which takes place in monitored systems, and thus extends the mean-values of macroscopic variables with additional moments, like e.g. correlation functions, noise power spectral-density or other statistical characteristics, that could be, for example, density-distribution of the monitored stochastic process.

The current fluctuations appear in the external circuit as a current or voltage-noise. By the electroluminescent components the fluctuations also appears like a light radiation-noise. Sort of noise source and determination of its localization could be determined by analyzing the noise and transport characteristics. Beside the common sorts of noise, whose sources can't be suppressed (e.g. thermal noise, generation-recombination noise in semiconductors, or burst noise in structures with PN junctions), there are also so called additional noise. We assume that technological defects caused by material and component fabrication, behaves like sources of additional current and noise. In many cases, the current noise is considered to be more sensitive indicator of defects, comparing with the current mean-value.

By means of the optical nano-metrics, work could be oriented on local research of the semiconductor components, experimental measurement of spectroscopic properties of the semiconductor junctions and surfaces, monitoring local photo-currents on the Schottky barrier, which is an essential part of practically all the semiconductor component. Our results have proved, that the near-field spectroscopy is the appropriate method, which could provide direct insight to the field of defect localization, and to the effect of aging, which affects microscopic processes of the defect-creation, and also surface recombination in the active component layer.