

**PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA UNIVERZITY PALACKÉHO**

**V OLOMOUCI**

**KATEDRA OPTIKY**



**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

**Testování stability a optimalizace provozních  
podmínek laseru jako zdroje excitačního záření pro  
Ramanovu spektroskopii**

*Vypracoval: Tomáš Schmiedt*

*Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Josef Kapitán, Ph.D.*

Olomouc

Červenec 2012

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci zpracoval samostatně pod vedením RNDr. Josefa Kapitána, Ph.D. s použitím zdrojů, které jsou uvedeny v seznamu literatury a obrázků na konci práce.

V Olomouci dne .....

Podpis: .....

## **Poděkování**

Chtěl bych poděkovat svému školiteli RNDr. Josefu Kapitánovi, Ph.D. za veškerý čas, úsilí a znalosti, které mi při zpracování této bakalářské práce poskytl.

# Obsah

<b>I. Teoretická část</b> .....	<b>1</b>
<b>1. Ramanova spektroskopie</b> .....	<b>1</b>
<b>2. Laser</b> .....	<b>2</b>
2.1. Druhy laserů podle optického prostředí .....	2
2.1.1. Pevnolátkové lasery .....	2
2.1.2. Kapalinové lasery .....	3
2.1.3. Plynové lasery .....	3
2.1.4. Polovodičové lasery .....	3
2.2. Použité realizace laserů .....	4
2.2.1. Laserové ukazovátko .....	4
2.2.2. Laser Coherent Verdi .....	4
2.2.3. He-Ne laser.....	5
<b>3. Detektory optického záření</b> .....	<b>5</b>
3.1. Tepelné detektory.....	6
3.2. Fotoelektrické detektory .....	7
3.2.1. Vnější fotoelektrický jev .....	7
3.2.2. Vnitřní fotoelektrický jev .....	7
3.3. Integrační koule jako doplněk detektorů záření .....	8
<b>4. Statistický popis dat</b> .....	<b>8</b>
4.1. Charakteristika signálu a šumu .....	8
4.2. Frekvenční charakteristika signálu.....	10
<b>II. Výsledky měření</b> .....	<b>12</b>
<b>5. Výběr vhodného detektoru pro záznam laserového výkonu</b> .....	<b>12</b>
<b>6. Proměření časových charakteristik různých laserů</b> .....	<b>13</b>
<b>7. Zeslabení výkonu laseru pomocí externích prvků</b> .....	<b>17</b>
7.1. Použití dvojice polarizátorů .....	17
7.2. Kombinace fázové destičky a polarizátorů .....	19
7.3. Kalibrace fotodiody.....	21
7.3.1. Kalibrování pomocí po domácku vyrobeném zesilovači .....	21
7.3.2. Kalibrování fotodiodovým zesilovačem PDA-200C .....	22
7.4. Použití Faradayova izolátoru.....	24
<b>III. Závěr</b> .....	<b>28</b>
<b>Literatura</b> .....	<b>29</b>

<b>Seznam obrázků .....</b>	<b>29</b>
-----------------------------	-----------



# I. Teoretická část

## 1. Ramanova spektroskopie

Ramanova spektroskopie je spektroskopická technika založená na neelastickém rozptylu záření vznikajícím při interakci záření s vibračními (případně i rotačními) stavy molekul. Neelastický rozptyl znamená, že se frekvence fotonu monochromatického záření po interakci se vzorkem změní. Frekvence a intenzita Ramanova rozptýleného záření poskytuje informace o struktuře a dynamickém chování molekul.

Existují tři druhy možných rozptylů fotonu. Pokud má rozptýlený foton stejnou energii, jako měl foton původní, pak se jedná o **Rayleigho rozptyl**. Při tomto rozptylu je atom vyražen ze základní hladiny na virtuální, ze které se poté se vrací zpět na původní vibrační stav. Jedná se tedy o pružný rozptyl.

Je-li energie rozptýleného fotonu nižší nebo vyšší, než byla energie absorbovaného, tak se hovoří ho **Stokesově a Anti-Stokesově rozptylu**, kterým se souhrnně říká **Ramanův rozptyl**. V prvním případě zachycený foton s frekvencí  $\nu_0$  způsobí ve vzorku excitaci atomu ze základní hladiny na virtuální, odkud ale atom neputuje zpět do základního stavu, ale klesne na nějakou excitovanou vibrační hladinu. Dojde tak k uvolnění fotonu s frekvencí  $\nu$ , která je menší než frekvence  $\nu_0$  původního fotonu.

Při Anti-Stokesově rozptylu absorbovaný foton s frekvencí  $\nu_0$  vyrazí atom, který se již nachází na nějaké excitované vibrační hladině, na vyšší virtuální hladinu, ze které se atom následně navrácí až na hladinu základní. Uvolněná energie rozptýleného fotonu s frekvencí  $\nu$  je tak větší, než energie fotonu vyzářeného zdrojem světla.

Elastický Rayleigho rozptyl je statisticky mnohem významnější než rozptyl Ramanův. Na jeden ramanovsky rozptýlený foton připadá zhruba  $10^6$  fotonů rozptýlených elasticky. Při praktické realizaci je proto nutné záření odpovídající Rayleigho rozptylu potlačovat speciálními úzkopásmovými filtry.[1]

Jako zdroj excitačního záření se pro potřeby Ramanovy spektroskopie nejčastěji využívá laserů, které dobře splňují požadované parametry – monochromaticnost záření (šířka spektrální čáry laserů musí být velmi úzká, obvykle  $1 \text{ cm}^{-1}$ ) a relativně vysoký zářivý výkon (řádově desítky mW až jednotky W).

Na katedře optiky dochází k experimentálnímu vývoji speciální techniky nazvané Ramanova optická aktivita, která spočívá v měření velmi malého rozdílu v Ramanově rozptylu odpovídajícímu rozdílné interakci chirálních molekul s levotočivě a pravotočivě kruhově polarizovaným zářením. Tento rozdíl odpovídá zhruba  $10^{-3} - 10^{-5}$  intenzitě mateřského Ramanova spektra. Jde tedy o velmi slabý jev a díky tomu, že jde o diferenciální metodu, jsou kladeny velké požadavky na stabilitu zdroje záření (laserů).

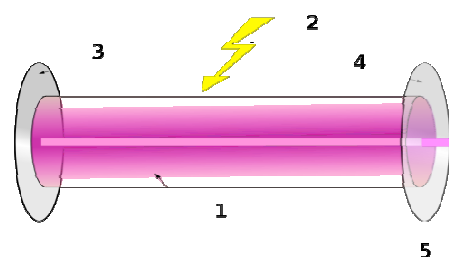
Cílem této bakalářské práce je prozkoumat časové chování některých laserů dostupných na katedře optiky a pokusit se optimalizovat jejich provozní podmínky tak, aby byly co nejoptimálnější pro použití ve spektrometrech pro měření Ramanovy optické aktivity.

## 2. Laser

LASER je zkratka pro zesilování světla stimulovanou emisí (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). V běžném slova smyslu však chápeme laser jako optický zdroj, který této vlastnosti využívá. Laser vyzařuje elektromagnetické záření, které může být vysoce koherentní a monochromatické, čímž se liší od přírodních zdrojů světla.

Laser se skládá ze tří podstatných částí – **zdroje energie** (čerpadla), **aktivního prostředí** a **rezonátoru**, který je tvořen nepropustným a polopropustným zrcadlem. Čerpadlo dodává aktivnímu prostředí takové množství energie, aby byly elektrony excitovány do vyšších energetických hladin. Po jejich návratu zpět dochází k uvolnění energie ve formě fotonů. Této reakci se říká **spontánní emise**.

Fotony následně putují aktivním prostředím a samy vyruší elektrony z vyšších energetických hladin do nižších. Dojde tak k uvolnění dalšího množství energie. Tento jev se nazývá **stimulovaná emise**. Dorazí-li fotony k nepropustnému zrcadlu, odrazí se od něj, a průchodem aktivním prostředím znovu dojde k stimulované emisi. Pokud však fotony dorazí k polopropustnému zrcadlu, tak se část odrazí zpět a zbytek ve formě svazku světla opustí rezonátor.



Obr. 1: Stavba laseru – 1) optické prostředí, 2) zdroj energie, 3) odrazné zrcadlo, 4) polopropustné zrcadlo, 5) svazek světla.[8]

Optické prostředí, ve kterém dochází k laserovému zesilování, nejčastěji bývá pevnolátkové (kryštaly), kapalně (roztoky fluorescenčních barviv), plynně (He-Ne) nebo polovodičové. Aktivním prostředím také může být plasma, což jsou lasery pracující v oblasti rentgenového záření.[2]

Laser nejčastěji vysílá záření o vlnové délce, která spadá do oblasti infračerveného, viditelného, nebo ultrafialového spektra. Pokud se však jedná o mikrovlnné záření, tak se takovým laserům říká **masery**.

Lasery našly ve světě široké využití. S jejich pomocí se v medicíně provádějí některé operace, v průmyslu se používají třeba k řezání různých materiálů, ve zbrojařství jako zaměřovače, apod. V Ramanově spektroskopii jsou ideálním zdrojem intenzivního monochromatického záření a pouze díky laserům došlo k velkému rozvoji této spektroskopické techniky.

### 2.1. Druhy laserů podle optického prostředí

#### 2.1.1. Pevnolátkové lasery

Nejvíce využívanými materiály, které tvoří aktivní prostředí pevnolátkových laserů, jsou kryštaly, sklo a keramika. Mezi **kryštaly** patří kupříkladu oxidy ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), granáty (YAG), alumináty



(YALO – krystal yttrium-orthoaluminát  $YAlO_3$ ), fluoridy, či fosfáty (kalcium fluorofosfát). Krystaly se pro optické prostředí hůře vyrábějí než sklo, které je navíc více homogenní. **Sklo** se také lépe opracovává, avšak jeho nevýhodou je menší tvrdost a tepelná vodivost než u krystalů. Co se keramiky týče, bývá ze všech tří dostupných materiálů nejlevnější, navíc s lepší tepelnou vodivostí, než kterou má sklo.[3]

Většina energie dodaná čerpadlem se v aktivním prostředí pevnolátkových laserů přemění na teplo, což znamená, že je třeba stabilizovat teplotu laseru, jinak by mohl přestat generovat záření nebo by se změnila poloha či šířka spektrálního profilu výstupního záření.[3]

### 2.1.2. Kapalinové lasery

Roztoky fluorescenčních barviv tvoří ve většině případů aktivní prostředí kapalinových laserů, čerpadlem je pak optické záření, které může mít různé vlastnosti. Při použití koherentního záření je zdrojem energie laser se základní frekvencí, nebo druhou harmonickou. Tento laser může být buď pulzní (Nd:sklo, Nd:YAG), nebo kontinuální (argonový). Účinnost kapalinových laserů čerpaných koherentním zářením je v řádech desítek procent.[3]

Jako zdroj nekoherentního záření pro kapalinové lasery se využívá výbojka, zpravidla xenonová. Kvůli tomu, že metastabilní hladina fluorescenčních barviv má velmi krátkou dobu existence, musí být konstruovány speciální výbojky, jejichž výroba je dosti nákladná, což je samozřejmě velkou nevýhodou. Kapalinové lasery s nekoherentním čerpadlem mají účinnost maximálně 10 %. [3]

### 2.1.3. Plynové lasery

Už z názvu tohoto druhu laserů je zřejmé, že jejich optickým prostředím je plyn. Jedním z možných rozdělení je právě podle toho, která složka plynu excituje. Jsou-li to atomy, pak se jedná o atomové lasery, v případě molekul o molekulové lasery, u iontů pak jde o iontové lasery.[3]

Jako čerpadel využívají plynové lasery nejrůznějších typů zdroje energie. Patří mezi ně třeba optické záření, elektrický proud (výbojka), či chemická reakce.[3]

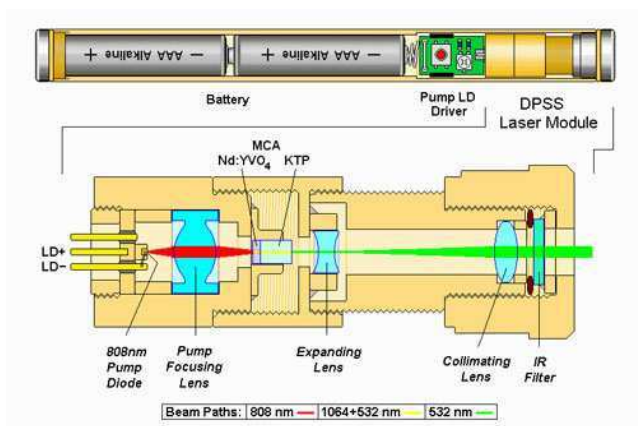
Výstupní svazek z plynového laseru má vysokou stabilitu vzhledem k tomu, že šířka spektrálních čar je docela úzká. Generovaný svazek světla však naneštěstí dosahuje malého objemového výkonu, který je způsoben malým počtem částic v objemu plynu. Je-li tedy třeba hodně výkonného plynového laseru, musí být sestaven dostatečně velký.[3]

### 2.1.4. Polovodičové lasery

Zdrojem čerpání pro polovodičový laser je elektrická energie, která způsobuje rekombinaci elektronů a děr v okolí PN přechodu polovodiče (tvořícím aktivní prostředí laseru). Dopadne-li do aktivního prostředí foton s energií odpovídající rozdílu energetických hladin, dojde ke stimulované emisi a tedy i ke vzniku laserového svazku.[3]

U polovodičových laserů dochází k přechodu mezi dovolenými energetickými pásy. Tím se odlišují od ostatních typů laserů, které pracují na přechodu mezi diskretními energetickými hladinami. Rozdíl je také u délky rezonátoru, jenž je ve srovnání s jinými druhy laserů menší (50  $\mu\text{m}$  až 1 mm).[3]

Mezi hlavní výhody polovodičových laserů patří velká účinnost až do 50 %, celistvost nebo možnost spektrálního přeladění v širokém spektrálním pásmu. Naopak mezi nevýhody se počítá rozbíhavost vzniklého laserového svazku a také jeho závislost na teplotě polovodiče tvořícího aktivní prostředí.[3]



Obr. 2: Princip laserového ukazovátka.[9]

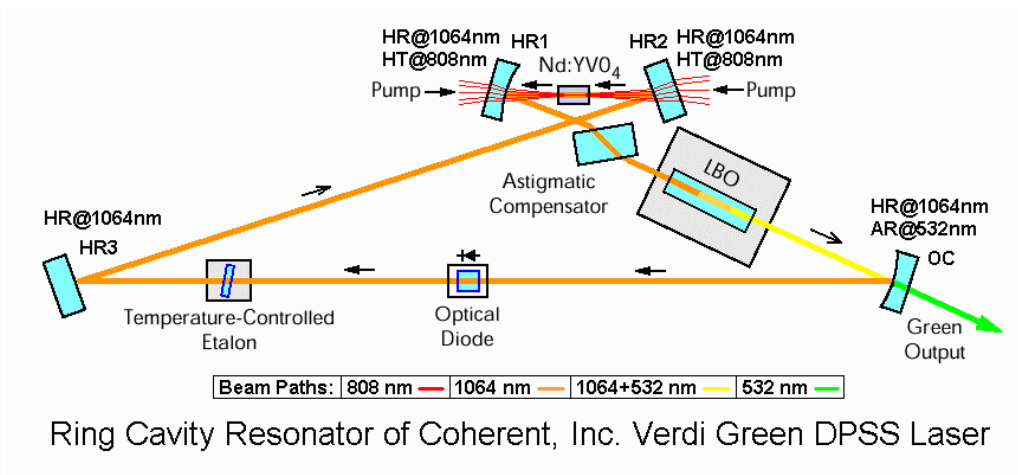
## 2.2. Použité realizace laserů

### 2.2.1. Laserové ukazovátka

Základem laserového ukazovátka zobrazeného na obr. 2 je krystal Nd:YVO<sub>4</sub> (yttrium aluminium vanadát dotovaný neodymem). Často se používá také krystal Nd:YAG (yttrium aluminium granát dotovaný neodymem). Tyto krystaly mění záření s vlnovou délkou 808 nm generovanou laserovou diodou na záření s hodnotou 1064 nm. Záření poté průchodem krystalem KTP (draslík titanyl fosfát) navýší svou frekvenci na dvojnásobek. Vlnová délka tak klesne na polovinu, tedy 532 nm. Následuje optická soustava, která svazek světla zkolimuje. Na závěr filtr pohltí zbývající infračerveného záření tak, aby výsledné záření vycházející z laseru mělo vlnovou délku pouze 532 nm.[4]

### 2.2.2. Coherent Verdi (frekvenčně zdvojený Nd:YAG laser)

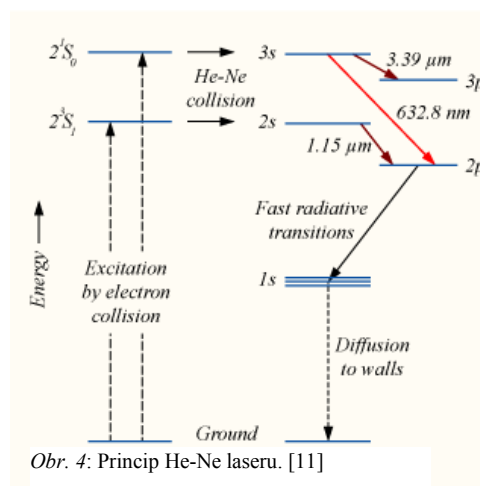
Frekvenčně zdvojený Nd:YAG (nebo také Nd:YVO<sub>4</sub>) laser pracuje na podobném principu jako laserové ukazovátka, jak si lze všimnout na obr. 3. Základem jsou krystaly Nd:YAG a LBO (lithium triborátový). Čerpací záření dodávané do laseru diodou o vlnové délce 808 nm přeměňuje Nd:YAG krystal na záření s vlnovou délkou 1064 nm. Krystal LBO poté způsobí zdvojení frekvence, vznikne tak záření s vlnovou délkou 1064 + 532 nm, přičemž zrcadlem je propuštěno záření jen s vlnovou délkou 532 nm. Záření s vlnovou délkou 1064 nm je odraženo přes optickou diodu a teplotně stabilizovaný etalon k neprostupnému zrcadlu, od kterého poté putuje zpět do aktivního prostředí krystalu Nd:YVO<sub>4</sub>. [4]



Obr. 3: Princip frekvenčně zdvojeného Nd:YAG laseru. [17]

### 2.2.3. He-Ne laser

He-Ne laser je atomárním laserem, který funguje na principu excitace atomů Helia a přenosu energie srážkami s atomy Neonu (obr. 4). Tyto dva plyny jsou spolu smíchány ve skleněné trubici v poměru tlaků 5:1 – 15:1. Při dodání energie se atomy Helia excitují do metastabilních hladin  $2^1S_0$  a  $2^3S_1$ . Poté se tyto atomy srazí s atomy Neonu, které jsou v stavu 3s a 2s. Následným přechodem atomů Neonu do nižších stavů dojde k vyzáření světelného paprsku, tj. při přechodu z 3s na 3p je vyprodukováno infračervené záření ( $3,39\mu\text{m}$ ), z 2s na 2p také, ale s nižší vlnovou délkou ( $1,15\mu\text{m}$ ), z 3s na 2p je vyzářeno viditelné světlo o vlnové délce  $632,8\text{ nm}$ , což odpovídá červené barvě.[3]



Výkon výstupního záření se pro viditelné světlo pohybuje kolem desítek miliwattů, pro infračervené je to hodnota o řád větší.[3]

## 3. Detektory optického záření

Fotodetektor je optický prvek, který proudy fotonů dopadající na něj přeměňuje ve vhodnou měřitelnou veličinu. Nejčastěji takovými používanými detektory jsou **tepelné detektory** a **fotoelektrické detektory**.

Tepelné detektory přeměňují tok fotonů na teplo, které je poté detekováno. Běžně se tyto detektory využívají při zachycení infračerveného záření. V oblasti viditelného světla a ultrafialového záření většina tepelných detektorů pracuje pomalu, doba, která je nutná ke změně teploty, je příliš dlouhá.[2]

Fotoelektrické detektory pracují na principu **fotoefektu**. Díky fotonovému proudu jsou elektrony excitovány na vyšší hladiny, díky čemuž vzniknou volné náboje. Elektrické pole poté tyto náboje rozpožhybuje, čímž vznikne elektrický proud, který je následně možno zachytit jiným vhodným přístrojem. Fotoelektrický jev se dělí na dva druhy, vnější a vnitřní.

Záření zachycené detektorem a veličina, na kterou je záření přeměňováno, určují **citlivost** fotodetektoru. Pokud jako vstupní hodnotu vezmeme zářivý tok  $\phi_e$  a výstupní elektrický proud  $I_\phi$ , pak získáváme vztah pro **integrální citlivost**

$$S_{\phi_e} = \frac{I_\phi}{\phi_e}, \quad (1)$$

jejíž jednotkou  $AW^{-1}$ . [5]

Pro fotodetektor zachycující záření s určitou vlnovou délkou lze zjistit **kvantovou účinnost**  $n_\lambda$ . Ta je dána poměrem elektronů  $N_e$ , které jsou emitovány, k počtu detekovaných fotonů  $N_f$ . [5] Vzorec je tak dán tvarem:

$$n_\lambda = \frac{N_e}{N_f}. \quad (2)$$

Signál vyprodukovaný fotodetektorem je tvořen deterministickou a stochastickou složkou. První zmíněná složka je čistý signál, druhá pak určuje šum fotodetektoru. Výstupní signál fotodetektoru lze zjistit pomocí průměrné hodnoty měřené veličiny, kterou může být třeba proud, či napětí, za časový interval. [5] Jedná-li se například o proud, je vztah dán vzorcem:

$$I_P = \frac{\int_0^T I(t) dt}{T}, \quad (3)$$

Směrodatná odchylka  $I_O$ , která v tomto případě reprezentuje šum fotodetektoru, se pak spočte vztahem

$$I_O = \sqrt{\frac{\int_0^T [I(t) - I_P]^2 dt}{T}}. \quad (4)$$

Mezi šумы patří třeba **výstřelový**, který je způsoben elektronovou fluktuací, či **tepelný**, za jehož vznikem stojí tepelný pohyb nosičů náboje. Jsou-li zdroje šumu nezávislé, celková hodnota šumu se vypočítá jako odmocnina ze součtu čtverců jednotlivých šumů. [5]

### 3.1. Tepelné detektory

Jak bylo zmíněno výše, tepelné detektory převádí energii proudu fotonů na teplo. Jejich nevýhoda však spočívá v pomalé změně teploty. Mezi takové detektory patří kalorimetr, termočlánek, bolometr, termistor, pyroelektrický detektor. [3]

**Kalorimetr** slouží k měření tepla, které je vyvoláno detekovaným optickým zářením. V praxi se používá pro kalibraci jiných detektorů v metrologických laboratořích, jeho časová reakce se pohybuje kolem několika sekund. [3]

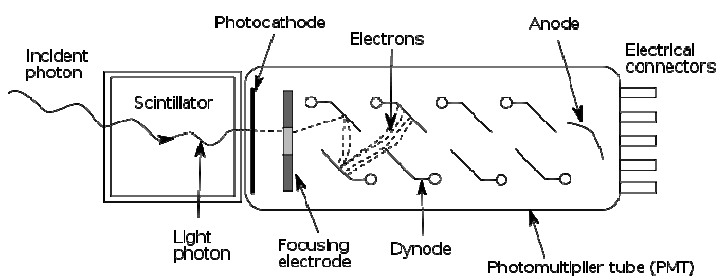
**Termočlánek**, který je nejčastěji vyráběn z kovů (či jejich slitin), někdy však také z polovodičů, vzniká spojením dvou různých vodivých materiálů, jejichž zahříváním nebo ochlazením se mění termoelektrické napětí, které určuje změnu teploty detektoru. Kovové termočláanky jsou mechanicky odolné, pracují až do teploty 2800 K, přičemž měří s přesností 1 K. Polovodičové termočláanky mají sice lepší citlivost, ale obtížněji se vyrábí, navíc jejich mechanické vlastnosti nedosahují kvalit kovových termočláanků. [3]

**Bolometr** pracuje na principu změny odporu v závislosti na změně teploty čidla. Materiálem čidla stejně jako u termočláanky je kov (nikl, zlato) nebo polovodič (germanium, oxid hořčíku,...). [3]

## 3.2. Fotoelektrické detektory

### 3.2.1. Vnější fotoelektrický jev

Vnější fotoelektrický jev vzniká v případě, kdy elektrony excitované dopadajícím zářením získají takovou energii, že mohou v podobě volných elektronů emitovat do okolního prostředí (často vakua). Tento průběh získal název **fotoelektronová emise**.



Obr. 5: Princip fotonásobiče. [12]

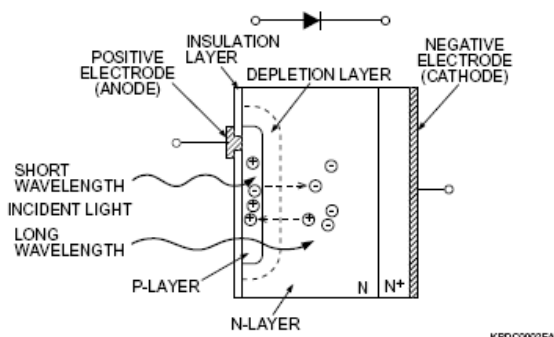
elektrodami (zvanými dynody), dochází k sekundární emisi, kdy elektrony putující k anodě dopadají na jednotlivé elektrody, ze kterých je posléze vyraženo větší množství elektronů. To má za následek navýšení elektrického proudu. Těmto optickým zařízením se říká **fotonásobiče**. [5]

### 3.2.2. Vnitřní fotoelektrický jev

Vnitřní fotoefekt je jev, při kterém elektrony neopouští daný materiál. V tomto případě se jedná o **fotovodivost**. Absorbováním fotonů dochází v detektoru, který nejčastěji bývá tvořen polovodičem, ke vzniku elektronu a díry ve valenčním pásu, přičemž volný elektron je poté excitován do pásu vodivostního. Působením elektrického pole se elektrony a díry rozpohybují (přesouvají se), čímž v látce dojde ke vzniku elektrického proudu. [2]

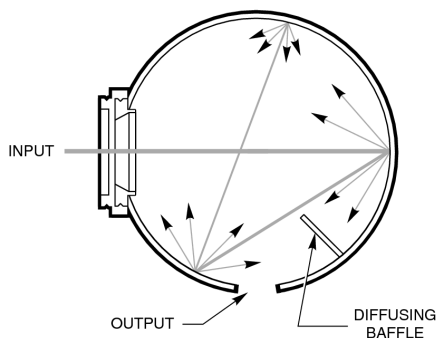
Nejznámější příkladem fotodetektoru, který využívá principu vnějšího fotoelektrického jevu, je **fotonka**, která má tvar vakuové trubice. Emitované elektrony v ní se přesouvají od katody k anodě, čímž vznikne elektrický proud, který závisí na množství detekovaného záření. [5]

Pokud je fotonka tvořena kromě katody a anody dalšími



Obr. 6: Princip fotodiody. [13]

Fotovodivost využívá optický detektor nazývaný **fotodioda**. Je to polovodičová dioda, která v případě, že není osvětlena, funguje jako tradiční dioda, ve které vzniká jen **temný proud**. Ten bývá vyvolán tepelnou emisí elektronů z katody, radioaktivním zářením fotodetektorového materiálu, či kosmickým zářením. Temný proud se většinou snižuje tím, že plocha katody se zmenší na nejmenší možnou velikost, nebo se katody různým způsobem ochlazují, např. dusíkem. [5]



Obr. 7: Princip integrační koule. [14]

Teprve v případě, kdy na fotodiodu dopadne světlo, tak dochází k vnitřnímu fotoelektrickému jevu. Vzhledem k tomu, že fotodioda obsahuje p – n přechod, tak při detekci fotonového toku se vytvoří dvojice elektron – díra, které jsou elektrickým polem přenášeny na dané elektrody (katodu a anodu). V obvodu tak vzniká elektrický proud.

### 3.3. Integrační koule jako doplněk detektorů záření

Pokud je tok záření prostorově homogenní, je vhodné detekční systém doplnit o integrační kouli. Detektor záření (např. fotodioda) je umístěn uvnitř duté koule tak, aby vstupní paprsek, který otvorem prochází dovnitř koule, na něj přímo nedopadal. Detektor tak detekuje ty paprsky, jenž na něj dopadnou až po několikanásobných odrazech od vnitřku koule. Pro minimalizaci ztrát je vnitřek koule pokryt difuzním, málo pohlcujícím materiálem v co nejširším oboru spektra ( $MgO_2$ , teflon).

## 4. Statistický popis dat

### 4.1. Charakteristika signálu a šumu

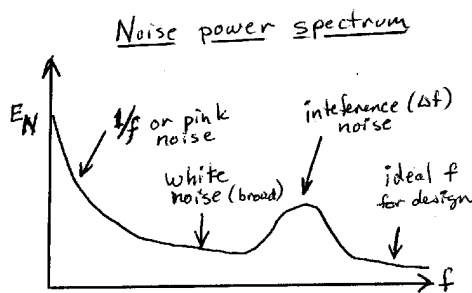
Typickým představitelem statistického popisu naměřených dat je **průměrná hodnota**  $\bar{x}$ . Ta je dána jako poměr sumy naměřených hodnot  $x_i$  a celkového počtu nezávislých měření  $n$ . Matematický vzorec průměrné hodnoty  $\bar{x}$  je tedy dán

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}, \quad (5)$$

kde  $x_i$  je naměřená hodnota pro  $i$ -té měření.

Přesnost každého měření signálu je často limitováno **šumem**. Ten je definován jako nežádoucí fluktuace v námi požadovaném měření.

Šumy z různých zdrojů mohou být klasifikovány pomocí tvaru **šumového výkonového spektra** (NPS – Noise power



Obr. 8: Šumové výkonové spektrum [16]

spectrum), které je zobrazeno na obr. 8. NPS je složeno z kombinace tří základních druhů šumů – bílého, 1/f (též růžového) a interferenčního. **Bílý šum** (white noise, zvaný také Gausovský) je náhodný fundamentální šum. **Růžový šum** (pink noise) je náhodný šum závislý na frekvenci. Jeho rozsah je tím větší, čím menší je hodnota frekvence. **Interferenční šum** (interference noise) je frekvenčně závislý nefundamentální šum. Vzniká často skládáním různých signálů, někdy je také součástí frekvence generované oscilátorem. Amplituda, frekvence a fáze tohoto šumu se tak dají předvídat. [7]

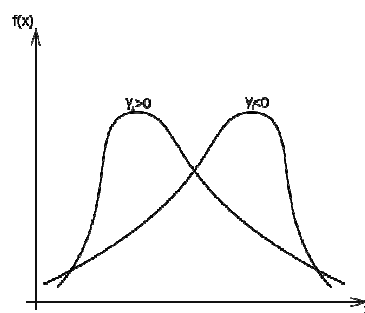
Šum signálu se nejčastěji popisuje pomocí **střední kvadratické odchylky**, zvané také rms (root-mean-square), která se spočte vztahem

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}}, \quad (6)$$

kde  $x_i$  je naměřená hodnota pro  $i$ -té měření,  $\bar{x}$  průměrná hodnota. Pokud vezmeme čtvercovou hodnotu střední kvadratické odchylky ( $\sigma^2$ ), získáme hodnotu nazývanou **variance**. [6]

Jako poměr standardní odchylky a průměrné hodnoty se definuje **relativní odchylka** (chyba), která se zapisuje v procentech. Je dána vztahem

$$\delta x = \frac{\sigma}{\bar{x}} \times 100 \% \quad (7)$$

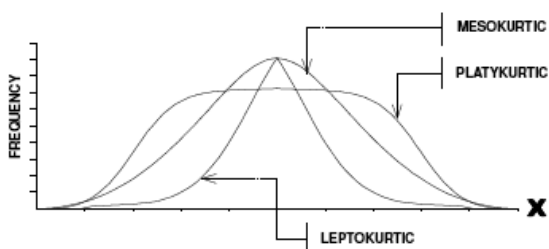


Obr. 9: Třetí momenty vstupních dat (skewness) [17]

Dále se také definují vyšší momenty pro popis odchylek od průměrné hodnoty, třetí (skewness) a čtvrtý (kurtosis). **Třetí moment** charakterizuje stupeň asymetrie rozdělení kolem průměrné hodnoty. Vztahem se vypočítá

$$Skew(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \frac{x_j - \bar{x}}{\sigma} \right)^3, \quad (8)$$

kde  $x_j$  je  $j$ -tá naměřená hodnota,  $\bar{x}$  průměrná hodnota a  $\sigma$  je střední kvadratická odchylka. Dva typy třetího momentu jsou zachyceny na obr. 8. Pokud je třetí moment **pozitivní** (na obr. 9  $y > 0$ ), tak asymetrický “ocas” se prodlužuje směrem k pozitivním hodnotám  $x$ . Je-li **negativní** ( $y < 0$ ), ocas se roztahuje více k negativním hodnotám  $x$ . V případě nuly se jedná o symetrické rozdělení. [6]



Obr. 10: Čtvrté momenty vstupních dat (kurtosis) [18]

**Čtvrtý moment** udává špičatost nebo plochost rozdělení ve srovnání s normálním rozdělením. Je dán vztahem

$$Kurt(x_1, \dots, x_n) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \frac{x_j - \bar{x}}{\sigma} \right)^4 \right] - 3, \quad (9)$$

$x_j$  je  $j$ -tá naměřená hodnota,  $\bar{x}$  průměrná hodnota,  $\sigma$  je střední kvadratická odchylka. Je-li čtvrtý moment pozitivní, pak se jedná o **leptokurtic** (větší špičatost grafu), v případě negativního výsledku jde o **platykurtic** (větší plochost), nulová hodnota je **mezikurtic**. [6]

## 4.2. Frekvenční charakteristika signálu

Pro hledání frekvence zkoumaného signálu se jeho časový průběh měřené veličiny převádí pomocí Fourierovy transformace na frekvenční charakteristiku. Vztahy mezi časovým průběhem a frekvenční charakteristikou jsou dány vzorci

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi ift} dt, \quad (10)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi ift} df, \quad (11)$$

kde  $h(t)$  je měřená veličina závisající na čase  $t$ ,  $H(f)$  je přetransformovaná touto veličinou závisající na frekvenci  $f$ . [6]

Celkový výkon signálu  $P_c$  získáme pomocí vztahu

$$P_c \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 df. \quad (12)$$

Často je potřeba zjistit výkon signálu v určitém frekvenčním intervalu  $f$  a  $f+df$ , k čemuž slouží **spektrální hustota výkonu**. Ta se obvykle nezjišťuje pro frekvence v rozsahu  $(-\infty, \infty)$ , ale spíše pro frekvence od 0 do  $\infty$ . Vztah spektrální hustoty výkonu je pak definován

$$P_h(f) \equiv |H(f)|^2 + |H(-f)|^2 \quad 0 \leq f < \infty. \quad (13)$$

Je-li funkce  $h(t)$  reálná, pak členy  $|H(f)|^2$  a  $|H(-f)|^2$  v rovnici (12) jsou si rovny, tudíž celková spektrální hustota pak je  $P_h(f) = 2|H(f)|^2$ . [6]

V případě, kdy zkoumaná funkce má diskrétní rozdělení hodnot nebo je zaznamenávána v diskrétních intervalech, se využívá **diskrétní Fourierova transformace** (DFT – Discrete Fourier Transform). [6]

Je-li naměřen signál s konečným počtem  $N$  vzorkovacích bodů a vzorkovací intervalem  $\Delta$ , Fourierovu transformaci  $H(f)$  je pak možné hledat v rozsahu od  $-f_c$  do  $f_c$ , kde  $f_c$  značí **Nyquistovu kritickou frekvenci**, která je dána vztahem

$$f_c = \frac{1}{2\Delta} \quad (14)$$

přičemž jednotlivé frekvence odpovídajícího obrazu jsou určeny vzorcem

$$f_N = \frac{n}{N\Delta} \quad (15)$$

kde  $n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}$ . Fourierova transformace je poté aproximována diskrétní sumou:



$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{2\pi i f_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi i f_n t_k} \Delta = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}, \quad (16)$$

$h_k = h(t_k)$ ,  $t_k = k\Delta$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ . Výslednému vztahu v rovnici (11) se říká diskrétní Fourierova transformace N bodů  $h(k)$ . DFT zobrazuje N komplexní body  $h_k$  na N komplexní body  $H_n$ , kde

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{\frac{2\pi i k n}{N}}. \quad (17)$$

Vztah (15) mezi diskrétní Fourierovou transformací a spojitou Fourierovou transformací tak může být díky vzorci (16) přepsán na tvar

$$H(f_n) \approx \Delta H_n, \quad (18)$$

kde  $f_n$  je dána vztahem (15).[6]

## II. Výsledky měření

### 5. Výběr vhodného detektoru pro záznam laserového výkonu

Vzhledem k tomu, že doba odezvy je u tepelných detektorů při zachycení záření poměrně dlouhá, byly pro měření využity fotoelektrické detektory. Konkrétně byly porovnány hodnoty šumu fotodiody S120VC a integrační koule S142C vybavená fotodiodou. Oba fotodetektory byly od firmy Thorlabs.

Křemíková fotodioda S120VC se vyznačuje poměrně velkou detekční plochou o průměru 9,5 mm, je použitelná v rozsahu vlnových délek 200 – 1100 nm, její rozsah detekovaného výkonu je 50 mW. Integrační koule S142C s aperturou 12 mm a vnitřním poloměrem 50,8 mm je vybavena výrobcem blíže nespecifikovanou fotodiodou citlivou v rozsahu vlnových délek 350 – 1100 nm. Vnitřek integrační koule je vyroben z teflonu (PTFE) s vysokou odrazivostí. Integrační koule je použitelná pro detekci výkonu záření v rozsahu 5  $\mu$ W – 5W.

Vyhodnocovacím přístrojem, který zaznamenával elektrický proud vzniklý optickým zářením dopadajícím na detektor a předvádějící ho na 16-ti bitový digitální signál, byl převodník PM100-USB připojený přes USB k PC a ovládaný pomocí softwarového programu firmy Thorlabs. Doba odezvy daná tímto převodníkem je 0,1 sekund. Pro jednotlivá měření bylo možné nastavit kromě zesílení (velikosti rozsahu výkonu) i šířku pásma ve dvou zvolených rozsazích, low či high.

Při testování obou fotodetektorů obsahovala optická soustava jen laser (Coherent Verdi) a daný detektor. Měřicí doba byla nastavena na 2 minuty, časový interval mezi jednotlivými odečty byl 0,1 sekundy, každé měření tak obsahovalo 1200 hodnot. Poté byla vypočtena střední hodnota  $\bar{x}$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6), relativní odchylka  $\delta x$  (7), třetí moment (8) a čtvrtý moment (9). Výsledky jsou uvedeny v *tabulce 1*.

	Výkon laseru [W]	$\bar{x}$ [W]	$\sigma$ [W]	$\delta x$ [%]	Třetí moment	Čtvrtý moment
PD	0,01 (42 mW) L	0,011509	0,00003	0,29	0,69	0,75
	0,04 (42 mW) L	0,041207	0,00003	0,07	0,65	0,91
	0,04 (420 mW) L	0,041105	0,00004	0,09	0,37	0,23
	0,04 (42 mW) H	0,041196	0,00003	0,08	0,39	0,46
IS	0,01 (12 mW) L	0,011131	0,00003	0,30	0,80	0,95
	0,04 (120 mW) L	0,041189	0,00004	0,09	0,69	0,66
	0,01 (120 mW) L	0,011137	0,00003	0,29	0,83	1,23
	0,12 (120 mW) L	0,123726	0,00005	0,04	0,22	-0,24
	0,12 (120 mW) H	0,123706	0,00008	0,06	0,23	0,93
	0,12 (1,2 W) L	0,123914	0,00009	0,07	0,09	0,15
	0,42 (1,2 W) L	0,435897	0,00014	0,03	-0,07	-0,16
	1,2 (1,2 W) L	1,251710	0,00034	0,03	0,06	-0,07
	1,2 (12 W) L	1,249399	0,00076	0,06	0,18	-0,09
	2 (12 W) L	2,084272	0,00096	0,05	0,14	0,12

Tabulka 1: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$ , třetího a čtvrtého momentu pro jednotlivé výkony. V sloupci "Výkon laseru" je uveden laserový výkon nastavený na kontrolní jednotce laseru, v závorce jsou uvedeny rozsahy výkonu (zesílení), které byly pro jednotlivé výkony nastaveny na detektoru. Za závorkou je poté šířka pásma, L (low) a H (high).

Z tabulky 1 po srovnání zjištěných výsledků vyplývá, že není rozdíl v použití fotodiody S120VC nebo integrační koule S142C. Naměřené a spočítané hodnoty šumu (standardní odchylky) obou těchto optických detektorů jsou si podobné. Se zvětšováním výkonu laseru klesá relativní chyba (šum) daného fotodetektoru.

Lze si také všimnout, že nezáleží na zvoleném rozsahu šířky pásma převodníku PM100-USB (low/high), pro další měření tedy bylo používáno jen nastavení low.

Naměřené hodnoty třetího a čtvrtého momentu s rostoucím výkonem klesaly k nule, což znamená, že se z nesymetrického rozdělení hodnot přibližovaly k symetrickému (normálnímu). To se dá připočíst určitému zdroji nefundamentálního šumu, který se při nižších výkonech projevuje více, než při vyšších.

## 6. Proměření časových charakteristik různých laserů

V předchozí kapitole se došlo k závěru, že není rozdíl v tom, zda se pro další měření využije fotodioda S120VC nebo integrační koule S142C. Vzhledem ale k tomu, že bude nutné proměřovat i větší hodnoty výkonu, než je samotná fotodioda schopna detekovat, používala se dále primárně integrační koule S142C.

S její pomocí byla proměřována časová charakteristika vybraných laserů – Coherent Verdi, He-Ne laseru a laserového ukazovátka. Nejprve bylo potřeba proměřit časové charakteristiky těchto tří laserů bez použití dalších optických prvků v soustavě (detektor byl osvětlován přímo), aby tak byl vyloučen vliv zpětných reflexí na vnitřní stabilizaci laseru. Určitě také bylo zajímavé zjistit, jak se od sebe budou lišit časové charakteristiky výkonu laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka. Oba tyto optické zdroje totiž fungují na podobném principu, jejich základem je krystal Nd:YAG a přeměna zdrojového záření na frekvenčně zdvojený svazek.

Vlnová délka laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka byla 532 nm, He-Ne měl vlnovou délku 633 nm. Pro vyhodnocení byl znovu použit převodník PM100-USB a program Thorlabs, tentokrát byla doba měření nastavena na 30 minut, doba mezi dvěma odečty zůstala zachována, tedy 0,1 sekundy, celkový počet zaznamenaných hodnot byl 18 000. Pro každý laser se spočítala střední hodnota  $x'$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6) a relativní odchylka  $\delta x$  (7).

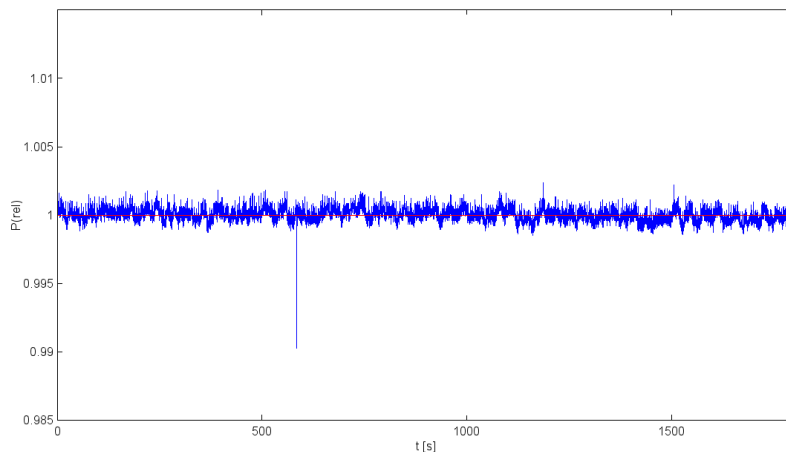
Laser	P [mW]	$x'$ [mW]	$\sigma$ [mW]	$\delta x$ [%]
He-Ne	19	19	0,060	0,321
LU	53	53	0,105	0,198
Verdi	100	104	0,049	0,047

Tabulka 2: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro jednotlivé výkony. P znamená výkon nastavený na laseru.

Z hodnot uvedených v *tabulce 2* nám vyplývá, že relativní odchylka výkonu u laseru Coherent Verdi je nejmenší, zatímco He-Ne dosahuje překvapivě největších odchylek. To je vidět i na grafech časových průběhů laserů, které jsme si upravili na relativní hodnoty  $P_i^{rel}$  (v grafech označována  $P(rel)$ ) pomocí vzorce

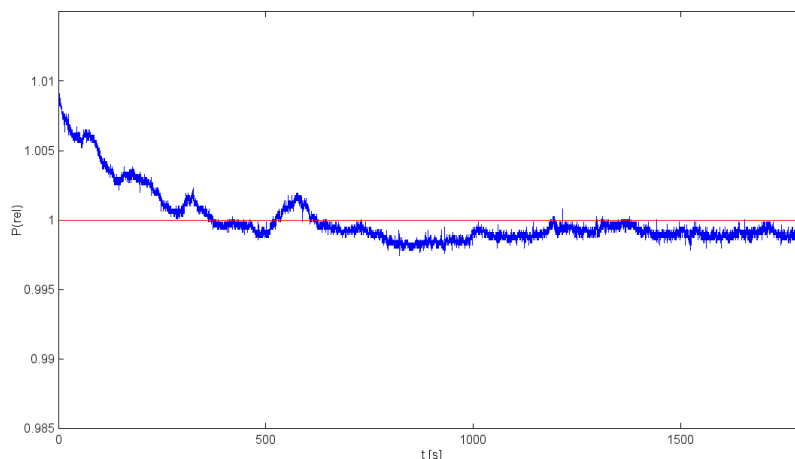
$$P_i^{rel} = \frac{P_i}{x'}, \quad (19)$$

kde  $x'$  je průměrná hodnota pro daný laser,  $P_i$  znamená aktuální zaznamenaný výkon laseru v čase  $t_i$ , tak, aby bylo možné naměřené hodnoty navzájem porovnávat. Všechny grafy byly vytvořeny pomocí programu Octave.

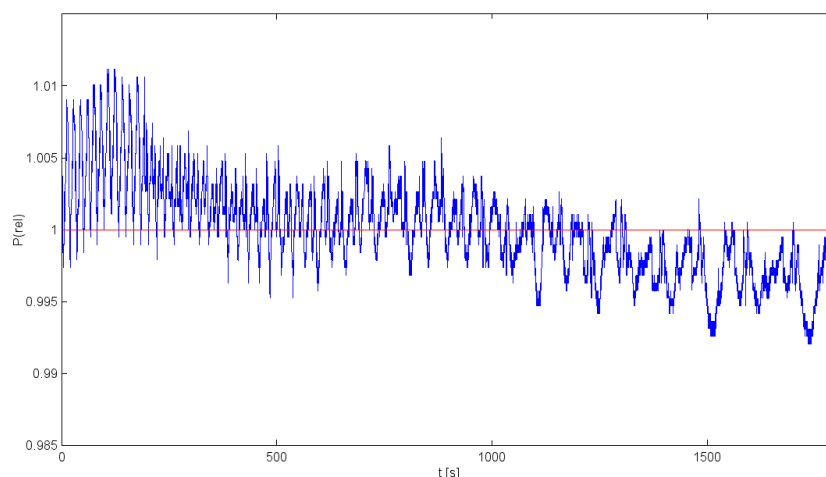


Obr. 11: Časový průběh výkonu laseru Coherent Verdi za  $t = 30$  min,  $x' = 104$  mW.

Na *obr. 11* je vyobrazen časový průběh laseru Coherent Verdi. Odchytky od průměrné hodnoty nejsou nijak výrazné, nízkofrekvenční šum (pomalé časové fluktuace) je v tomto signálu nepatrný.



Obr. 12: Časový průběh výkonu laserového ukazovátka za  $t = 30$  min,  $x' = 53$  mW.

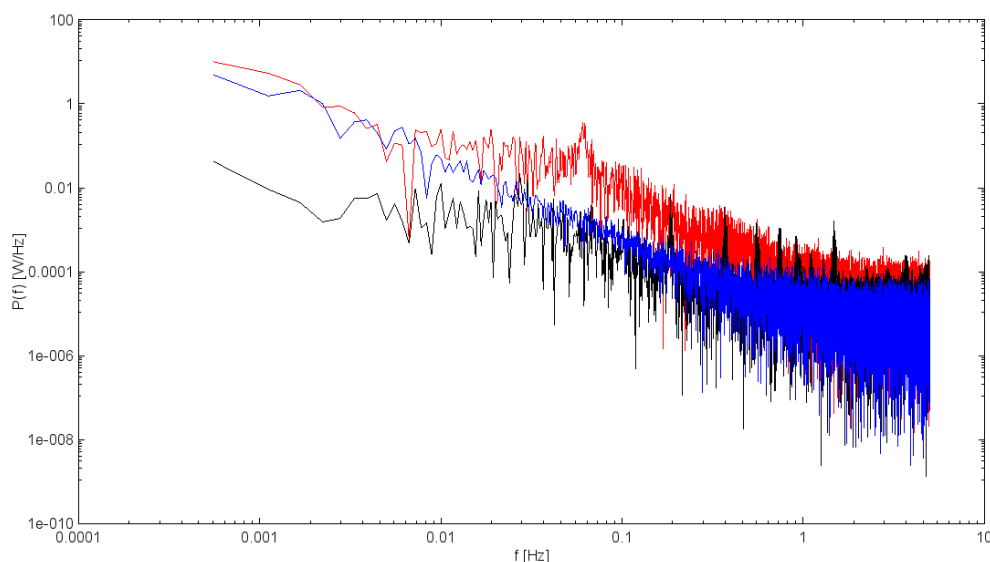


Obr. 13: Časový průběh výkonu He-Ne laseru za  $t = 30$  min,  $x' = 19$  mW.

Na obr. 12 je vidět časový průběh výkonu laserového ukazovátka. Vysokofrekvenční šum je na první pohled dokonce menší, než u laseru Coherent Verdi (obr. 10), ale velmi výrazné jsou pomalé oscilace signálu. Výkon nejprve výrazně klesá a po cca 500 sekund měření kolísá kolem průměrné hodnoty. Obr. 13 ukazuje časový signál výkonu He-Ne laseru vykazující poměrně výrazné oscilace.

Z obr. 11, 12 a 13 je zřejmé, že charakterizace časového průběhu výkonu laseru pouze jedním číslem (např. standardní odchylkou uvedenou v tabulce 1 není dostatečná. Data proto byla zpracována pomocí Fourierovy transformace a byla vypočtena spektrální hustota výkonu (13).

Při srovnání spektrální hustoty výkonu (obr. 14) všech těchto tří laserů je vidět, že nízkofrekvenční šum Coherent Verdi je zhruba řádově menší, avšak vysokofrekvenční šum laserového ukazovátka je srovnatelný se stejně velkým šumem laseru Coherent Verdi. Ve výkonovém spektru He-Ne laseru jsou navíc výrazné oscilace s frekvencí cca 0,061 Hz.

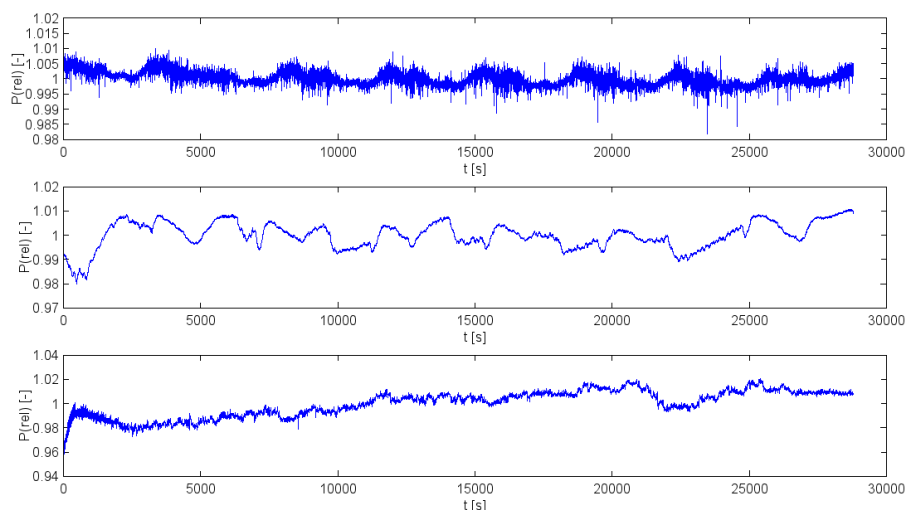


Obr. 14: Frekvenční charakteristika pro všechny tři typy laserů – He-Ne laser (červený graf), Coherent Verdi (černý graf) i laserového ukazovátka (modrý graf).

Z hlediska dlouhodobé stability výkonu laseru byl sledován výkon všech tří laserů po dobu 8 hodin s časovým intervalem 1 sekunda. V *tabulce 3* je uvedena střední hodnota  $\bar{x}$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6) a relativní odchylka  $\delta x$  (7) naměřených dat pro výkony jednotlivých laserů. Časové průběhy výkonů laserů jsou zobrazeny na *obr. 15*. Na horním grafu je znázorněn průběh pro laser Coherent Verdi, na prostředním pro laserové ukazovátka a na spodním pro He-Ne laser.

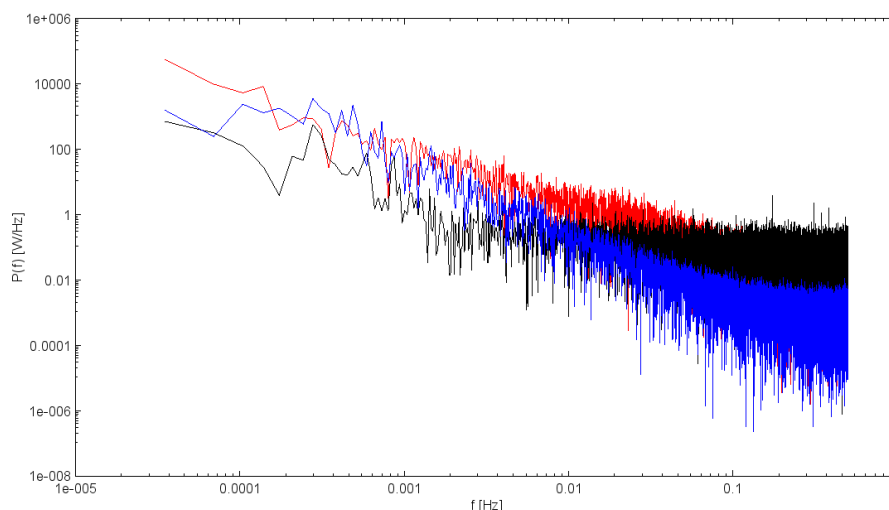
Laser	$\bar{x}$ [mW]	$\sigma$ [mW]	$\delta x$ [%]
He-Ne	18,62	0,20	1,07
LU	59,70	0,32	0,54
Verdi	92,48	0,21	0,22

Tabulka 3: Vypočítaná hodnota  $\bar{x}$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro výkony jednotlivých laserů.



Obr. 15: Časový průběh výkonu laseru Coherent Verdi (horní průběh), laserového ukazovátka (prostřední) a He-Ne laseru (spodní). Jejich průměrné hodnoty jsou uvedeny v *tabulce 3*.

Časový průběh relativního výkonu laseru byl opět zpracován Fourierovou transformací a byla vypočtena spektrální hustota výkonu  $P(f)$  uvedená pro jednotlivé lasery na *obr. 16*. Červenou barvou byl vyznačen graf He-Ne laseru, černou laser Coherent Verdi, modrou pak laserové ukazovátka. Tentokrát nízkofrekvenční šumy laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka jsou si podobné, avšak vysokofrekvenčním šumem je nejvíce zasyacen laser Verdi. Je však třeba si uvědomit, že pro toto měření byl laser Verdi provozován na výkonu 100 mW a při tomto provozním režimu není možné dosáhnout úplně optimálních parametrů.



Obr. 16: Frekvenční charakteristika He-Ne (červený graf), Coherent Verdi (černý graf) i laserového ukazovátka (modrý) pro dobu měření 8 hodin.

## 7. Zeslabení výkonu laseru pomocí externích prvků

Pro zlepšení stability výkonu laseru byly využity externí prvky, které se vkládaly do optické soustavy mezi laser a detektor, aby se tak mohl korigovat výkon laserového záření. Tato měření probíhala už jen s laserem Coherent Verdi, který je pro potřeby Ramanovy spektroskopie nejvhodnějším zdrojem záření.

### 7.1. Použití dvojice polarizátorů

Jako atenuátory optického výkonu byly nejprve vybrány dva polarizátory. Polarizátorem projde největší množství laserového záření v případě, kdy je jeho polarizační osa nastavena rovnoběžně se směrem polarizace dopadajícího záření. Je-li naopak nastavena kolmo, neprojde polarizátorem v ideálním případě žádné záření.

Měření bylo rozděleno do dvou částí. V té první byly oba polarizátory nastaveny tak, aby procházelo maximální množství záření. V druhém případě se poté polarizátorem bližším ke zdroji záření (laseru) korigovala velikost výkonu laserového záření tak, aby polarizace záření dopadajícího na detektor byla ve všech případech stejná.

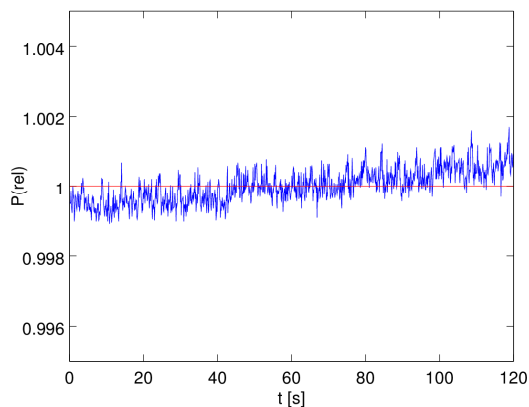
Jako detektor byla znovu využita integrační koule S142C, k vyhodnocení výsledků opět posloužil převodník PM100-USB. Doba měření byla nastavena na 2 minuty, časový interval mezi jednotlivými odečty na 0,1 sekundy. Naměřeno bylo 1200 hodnot pro každý výkon, které poté byly zpracovány pomocí střední hodnoty  $x'$  (5), standardní odchylky  $\sigma$  (6) a relativní odchylky  $\delta x$  (7), třetí (8) a čtvrté momenty (9).

Rozsah	P [W]	$x'$ [W]	$\sigma$ [mW]	$\delta x$ [%]	Třetí moment	Čtvrtý moment
12 mW	0,01	0,010	0,027	0,28	-0,73	-1,20
	0,1	0,010	0,004	0,04	0,42	-0,05
	1,0	0,010	0,003	0,03	0,07	-0,72
	2,0	0,010	0,004	0,04	-0,25	-1,06
120 mW	0,1	0,030	0,014	0,05	0,31	0,15
	1,0	0,030	0,009	0,03	0,08	0,09
	0,1	0,091	0,044	0,05	0,27	-0,34
	1,0	0,100	0,021	0,02	0,45	-0,48
1,2 W	0,3	0,276	0,100	0,04	-0,12	-0,14
	1,0	0,300	0,104	0,03	-0,06	2,54
	1,0	0,923	0,284	0,03	0,34	0,19

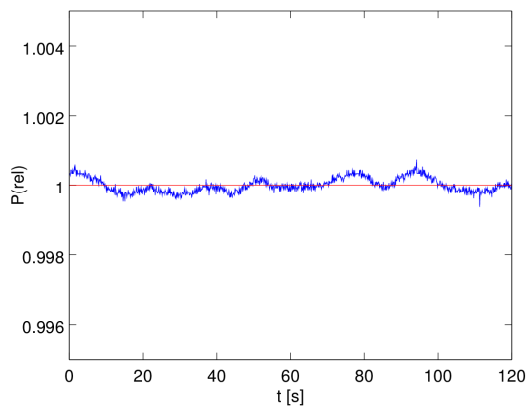
Tabulka 4: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$ ,  $\delta x$ , třetího a čtvrtého momentu pro jednotlivé výkony. P znamená výkon nastavený laserem. Za typ rozsahu byl zvolen jen L.

V tabulce 3 si lze povšimnout, že při hodně malém výkonu laseru (10 mW) a plné propustnosti obou polarizátorů je standardní odchylka výraznější, než když je větší výkon laserového záření (třeba 1 W) polarizátorem snižen na hodnotu 10 mW.

Patrnější rozdíl se však projeví až při grafickém zpracování výsledků. Na obr. 17 je vyobrazena časová charakteristika laseru Coherent Verdi při maximálním průchodu výkonu 100 mW oběma polarizátory, zatímco na obr. 18 je vykreslen graf laserového výkonu 1W korigovaný polarizátorem vzdálenějším na 100 mW. Je zřejmé, že při snižování hodnoty výkonu laserového záření pomocí polarizátoru se sniží i hodnota vysokofrekvenčního šumu.



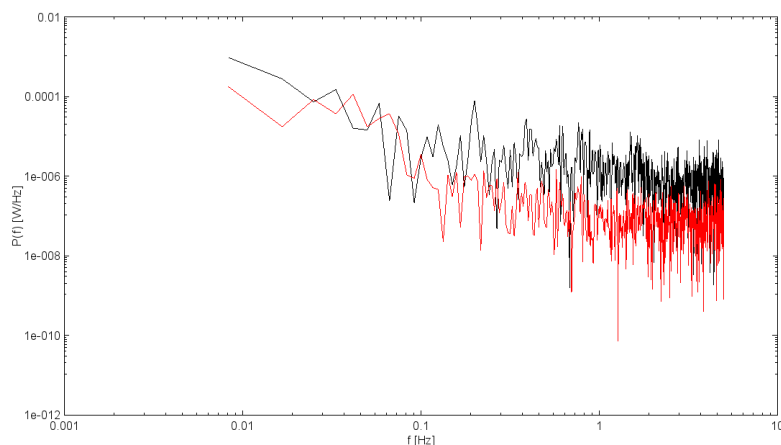
Obr. 17: Graf závislosti výkonu laseru na čase při neměnném fotonovém toku (vstupní a výstupní výkon 100 mW)



Obr. 18: Graf závislosti výkonu laseru na čase při regulaci fotonového toku (vstupní výkon 1 W, výstupní 100 mW)

Toho si lze všimnout i na obr. 19, kde je pomocí Fourierovy transformace znázorněna spektrální hustota výkonu. Při vstupním i výstupním výkonu 100 mW, znázorněném černou barvou, byl nízkofrekvenční i vysokofrekvenční šum záření větší, než při výkonu, který byl polarizátorem snižen z laserového výkonu 1W na 100 mW.





Obr. 19: Frekvenční charakteristika pro neměnný i korigovaný fotonový tok. Graf černé barvy – vstupní i výstupní výkon 100 mW, graf červené barvy – vstupní výkon 1 W, výstupní 100 mW.

## 7.2. Kombinace fázové destičky a polarizátorů

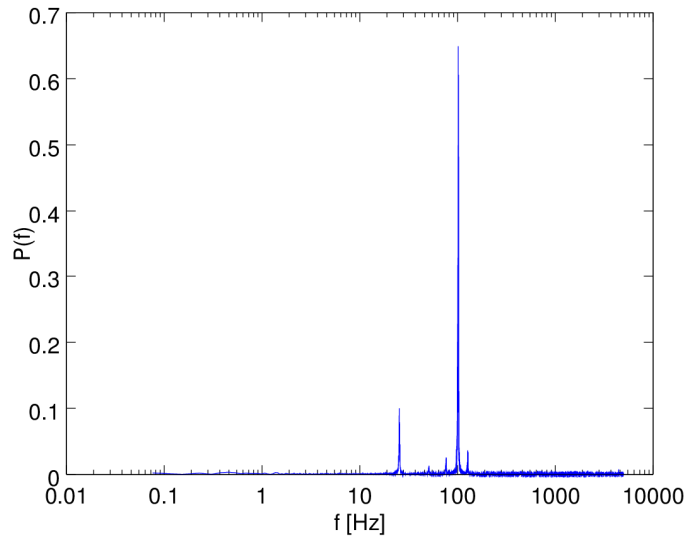
Z předchozích měření vyplynulo, že by bylo velmi žádoucí měřit časové charakteristiky výkonu laseru s menší časovou konstantou, než je 0,1 sekundy. Cílem tedy bylo využít externí fotodiody, vlastního zesilovače a digitálního převodníku U2353A od firmy Agilent Technologies, který je schopen zaznamenávat až  $5 \times 10^5$  vzorků za vteřinu.

V měření byla využita velkoplošná křemíková fotodioda SM1PD1A (Thorlabs) bez integrační koule. Signál z fotodiody byl převeden na napětí pomocí zesilovače vyrobeném na katedře optiky.

Využilo se optické soustavy skládající se ze dvou polarizátorů, mezi které byla vložena miniaturní půlvlnná destička upevněná na DC motoru s dutou hřídelí o vnitřním průměru 2 mm (3557L012CR-940, od firmy DC-Micromotor), pomocí něhož je možné dosáhnout až 90 otáček za vteřinu. Rotaci motoru je možné měnit pomocí přiloženého DC napětí v rozsahu 1 až 12 V.

Rotující půlvlnná destička otáčí rovinu polarizovaného světla a výstupní signál má tedy harmonický charakter. Frekvence signálu je dána čtyřnásobkem frekvence otáček půlvlnné destičky.

Výkon laseru byl měřen s krokem 0,1 milisekundy a doba měření byla 10 sekund. Naměřená data byla poté zpracována Fourierovou transformací (příklad měření je uveden na obr. 20) a z frekvenční charakteristiky potom byla určena převládající frekvence signálu.

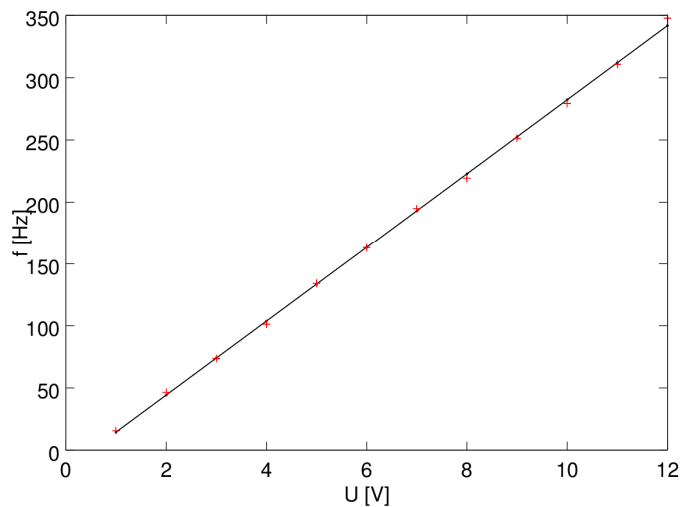


Obr. 20: Frekvenční charakteristika signálu odpovídající rotující půlvlnné destičce upevněné na DC motoru s napětím 4V a dvou polarizátorů,  $f = 101,3$  Hz.

Fourierova transformace na obr. 20 pro napětí DC zdroje 4 V nám zobrazila hlavní výraznou frekvenci  $f_h = 101,3$  Hz, což je frekvence měřeného signálu, a méně výraznější frekvenci  $f_r = 25,2$  Hz, která udává, s jakou frekvencí se otáčel rotující motor, jenž byl poháněn DC zdrojem s napětím 4 V. Jak je zřejmé, frekvence signálu  $f_h$  dle předpokladu odpovídá zhruba čtyřnásobku frekvence  $f_r$  rotujícího motoru.

U [V]	$f_h$ [Hz]
1	15,7
2	46,6
3	73,7
4	101,3
5	134,2
6	163,1
7	194,8
8	219,2
9	251,4
10	279,2
11	310,8
12	347,8

Tabulka 5: Zjištěné hodnoty frekvence  $f_h$  v závislosti na napětí V pomocí frekvenční analýzy.



Obr. 21: Závislost frekvence měřeného signálu na U napětí DC motoru získanou pomocí lineární regrese s koeficienty  $a = 29,743$  Hz  $\times$  V $^{-1}$  a  $b = -15,182$  Hz.

Výsledky naměřených frekvencí signálu pro napětí DC zdroje 1 – 12 V jsou uvedeny v tabulce 4. Tyto hodnoty byly následně zpracovány lineární regresí (obr. 21), ve které byla za závislou proměnou vybrána převládající frekvence signálu detekovaného fotodiodou, nezávislou veličinou pak bylo napětí DC motoru, podle vzorce

$$f = aU + b, \quad (20)$$

kde  $a$  a  $b$  jsou koeficienty lineární závislosti, které byly určeny jako  $a = 29,743 \text{ Hz} \times \text{V}^{-1}$ ,  $b = -15,182 \text{ Hz}$ . Na obr. 21 je vidět regresní přímka s vyznačenými body frekvencí signálu závislého na napětí DC zdroje.

### 7.3. Kalibrace fotodiody

#### 7.3.1. Kalibrování pomocí po domácku vyrobeném zesilovači

Cílem dalšího měření bylo provést kalibraci fotodiody SM1PD1A (Thorlabs) připojené na zesilovač vyrobený na katedře optiky pomocí detektoru založeném na integrační kouli s fotodiodou S142C a s převodníkem PM100-USB (Thorlabs), který už byl kalibrován od výrobce.

Optickou soustavu tvořily laser Coherent Verdi, dva polarizátory a daný detektor. Polarizátorem blíže k laseru byl postupně snižován výkon laserového záření z maximální hodnoty na nulu.

U každého nastavení laseru a polarizátoru se nejdříve pomocí integrační koule S142C proměřila jeho hodnota po časovou dobu  $t = 100$  sekund se vzorkovacím intervalem 0,1 sekundy. Poté byla integrační koule zaměněna za fotodiodu PM1PD1A napojenou na zesilovač a časové průběhy výkonu záření byly zaznamenávány pomocí digitálního převodníku U2353A (Agilent Technologies). Doba měření byla  $t = 100$  s, vzorkovací frekvence 10 000 Hz. Pro naměřené hodnoty byla vypočtena střední hodnota  $x'$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6) a relativní odchylka  $\delta x$  (7). Výsledky byly zaznamenány do tabulky 5 a 6.

	$x'$ [mW]	$\sigma$ [mW]	$\delta x$ [%]
0	-0,00086	0,10880	0,330
0,1	0,49112	0,10841	0,329
0,125	0,60096	0,10922	0,330
0,2	0,99071	0,10969	0,331
0,25	1,21230	0,10968	0,331
0,3	1,46258	0,10924	0,331
0,4	1,94832	0,10941	0,331
0,5	2,39887	0,11029	0,332
0,6	0,28997	0,11251	0,335
0,7	3,31734	0,11125	0,334
0,8	3,79727	0,11079	0,333
0,9	4,25457	0,11156	0,334
1	4,71100	0,11444	0,330

Tabulka 6: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro jednotlivé výkony.

	$x'$ [V]	$\sigma$ [V]	$\delta x$ [%]
0	0,00086	0,10880	---
0,1	0,49112	0,10841	22,073
0,125	0,60096	0,10922	18,174
0,2	0,99071	0,10969	11,071
0,25	1,21230	0,10968	9,047
0,3	1,46258	0,10924	7,469
0,4	1,94832	0,10941	5,616
0,5	2,39887	0,11029	4,598
0,6	2,89968	0,11251	3,880
0,7	3,31734	0,11125	3,354
0,8	3,79727	0,11079	2,918
0,9	4,25457	0,11156	2,622
1	4,71100	0,11444	2,429

Tabulka 7: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro jednotlivé výkony.

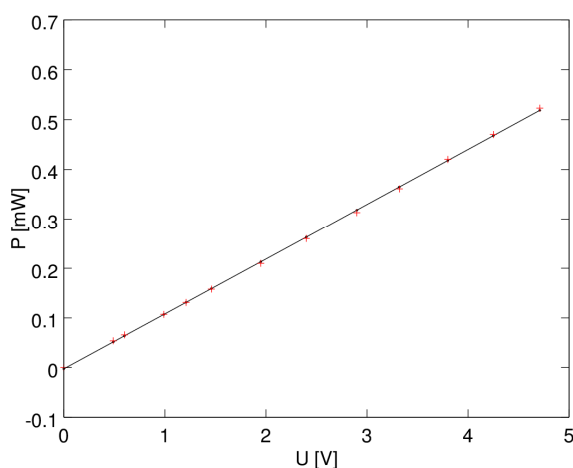
Z tabulky 6 jasně vyplývá, že měření pomocí externí fotodiody PM1PD1A jsou velmi zašuměna, dominantním zdrojem šumu je zesilovač (převodník fotoproudu na napětí).

Hodnoty standardní odchylky se pohybovaly kolem 110 mV, což vzhledem k celkovému výkonu v rozmezí 0,5 – 4,7 V nebyla vůbec zanedbaná hodnota. Odpovídá tomu i relativní chyba, která třeba při výkonu laseru  $P = 10 \text{ mW}$  dosahuje až hodnoty 22,073 %. Je tedy zřejmé, že je třeba využít vhodnějšího zesilovače.

Závislost napětí fotodiody a detekovaného výkonu laserového záření integrační koulí byla vyjádřena pomocí lineární regrese

$$P = aU + b, \quad (21)$$

s koeficienty  $a = 0,111 \text{ mW} \times \text{V}^{-1}$ ,  $b = -0,003 \text{ mW}$ , která je zobrazena na obr. 22.



Obr. 22: Lineární regrese napětí zesilovače a naměřeného výkonu s koeficienty  $a = 0,111 \text{ mW} \times \text{V}^{-1}$  a  $b = -0,003 \text{ mW}$ .

### 7.3.2. Kalibrace pomocí fotodiodového zesilovače PDA 200C Thorlabs

Kvůli značným hodnotám šumu po domácku vyrobeného zesilovače bylo nutno použít jiného zařízení. Byl zvolen fotodiodový zesilovač PDA 200C od firmy Thorlabs. Při kalibrování zesilovače PDA 200C se postupovalo podobně jako při měření se zesilovačem v podkapitole 7.3.2. Díky tomu, že fotodiody PM1PD1A použitá v předchozím měření umožňuje zaznamenávat výkon laseru pouze do 10 mW, byla jako detektor zvolena integrační koule IS200 doplněná fotodiodou SM05PD1B (obě Thorlabs).

Výkon laseru byl nastaven na konstantní hodnotu, a poté polarizátorem bližším k laseru byl výkon zeslabován. Jako referenční měřák výkonu svazku byla zvolena integrační koule s fotodiodou S142C a s převodníkem PM100-USB (Thorlabs).

Měřicí doba byla nastavena na 30 sekund. Vzorovací frekvence při použití integrační koule S142C a převodníku PM100-USB s programem Thorlabs byla  $F_{ST} = 10 \text{ Hz}$ , při práci s integrační koulí IS200 a převodníkem U2353A byla  $F_{SO} = 250 \text{ kHz}$ . Z naměřených hodnot byla vypočtena střední hodnota  $x'$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6) a relativní odchylka  $\delta x$  (7). Pro každý rozsah výkonu obou integračních koulí byl naměřen i temný signál  $t_s$  (signál při

zacloněném vstupu kulového integrátoru), ze kterého byla poté vypočítána hodnota temného šumu  $t_{\xi}$ .

<b>x [mW]</b>	<b>x' [mW]</b>	<b>log(x') [mW]</b>	<b><math>\sigma</math> [mW]</b>	<b><math>\delta x</math> [%]</b>	<b><math>t_{\xi}</math> [mW]</b>	<b><math>t_{\xi}</math> [mW]</b>
<b>0,01</b>	$9,99 \times 10^{-3}$	-2,00	$1 \times 10^{-5}$	0,11	0,00503	0,01903
<b>0,03</b>	$32,9 \times 10^{-3}$	-1,48	$1 \times 10^{-5}$	0,04	0,00503	0,01903
<b>0,10</b>	$100,1 \times 10^{-3}$	-1,00	$5 \times 10^{-5}$	0,05	0,00503	0,01903
<b>0,33</b>	$330,00 \times 10^{-2}$	-0,48	$2,3 \times 10^{-4}$	0,07	-0,00012	0,00007
<b>1,0</b>	1,012	0,01	0,001	0,06	-0,00012	0,00007
<b>3,3</b>	3,299	0,52	0,002	0,05	-0,00005	0,00076
<b>10</b>	10,012	1,00	0,004	0,04	-0,00005	0,00076
<b>33</b>	33,13	1,52	0,02	0,05	0,00064	0,00763
<b>100</b>	100,43	2,00	0,05	0,05	0,00064	0,00763
<b>330</b>	329,77	2,52	0,19	0,06	0,00745	0,07371
<b>1000</b>	1008,90	3,00	0,42	0,04	0,00745	0,07371

Tabulka 8: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro integrační kouli S142C s pomocí programu Thorlabs. Log(x') je logaritmus rozdílu průměrné hodnoty výkonu a temného signálu,  $t_{\xi}$  je temný signál,  $t_{\xi}$  je temný šum.

<b>x [mW]</b>	<b>x' [mV]</b>	<b>log(x') [mV]</b>	<b><math>\sigma</math> [mV]</b>	<b><math>\delta x</math> [%]</b>	<b><math>t_{\xi}</math> [mV]</b>	<b><math>t_{\xi}</math> [mV]</b>
<b>0,01</b>	$3,50 \times 10^{-2}$	-1,46	$2 \times 10^{-4}$	0,47	-0,00114	0,00066
<b>0,03</b>	$11,51 \times 10^{-2}$	-0,94	$2 \times 10^{-4}$	0,15	-0,00114	0,00066
<b>0,10</b>	$35,00 \times 10^{-2}$	-0,46	$2 \times 10^{-4}$	0,07	-0,00121	0,00066
<b>0,33</b>	$11,490 \times 10^{-1}$	0,06	$1,6 \times 10^{-3}$	0,14	-0,00121	0,00066
<b>1,0</b>	3,526	0,55	0,002	0,06	-0,00129	0,00071
<b>3,3</b>	11,485	1,06	0,002	0,16	-0,00129	0,00071
<b>10</b>	34,881	1,54	0,002	0,05	-0,00123	0,00106
<b>33</b>	115,46	2,06	0,16	0,14	-0,00123	0,00106
<b>100</b>	351,91	2,55	0,17	0,05	-0,00127	0,00083
<b>330</b>	1150,90	3,06	1,50	0,13	-0,00127	0,00083
<b>1000</b>	3532,50	3,55	1,65	0,05	-0,00125	0,00124

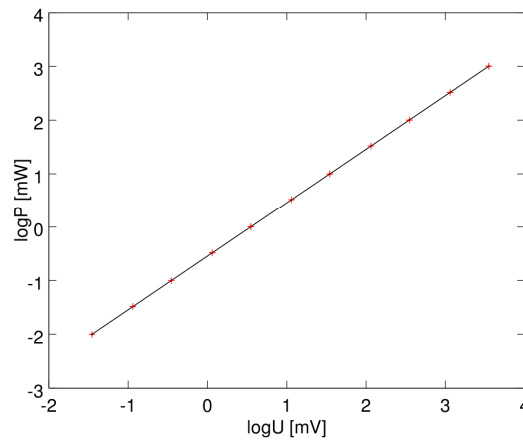
Tabulka 9: Vypočítané hodnoty  $x'$ ,  $\sigma$  a  $\delta x$  pro integrační kouli IS200C s pomocí programu Agilent. Log(x') je logaritmus rozdílu průměrné hodnoty výkonu a temného signálu,  $t_{\xi}$  je temný signál,  $t_{\xi}$  je temný šum.

Tabulka 8 nám ukazuje, že šum zesilovače PDA 200C byl v porovnání se zesilovačem z předchozího měření z podkapitoly 7.3.1 nepatrný. Zatímco po domácímu vyrobený zesilovač byl silně zašuměn (hodnoty šumu byly v řádech stovek mV), zesilovač PDA 200C byl vzhledem ke svému profesionálnímu zpracování již bez výraznějšího šumu (maximálně v řádech jednotek mV).

Závislost výkonu laserového záření Thorlabs a napětí zesilovače určeného programem Agilent je vyjádřen lineární regresí

$$\log(P) = A \log(U^*) + B, \quad (22)$$

kde  $U^* = U - t_s$ . Lineární regrese je zobrazena na obr. 23. Z grafu je zřejmá lineární závislost mezi logaritmy výkonu laserového záření a napětí zesilovače PDA 200C.

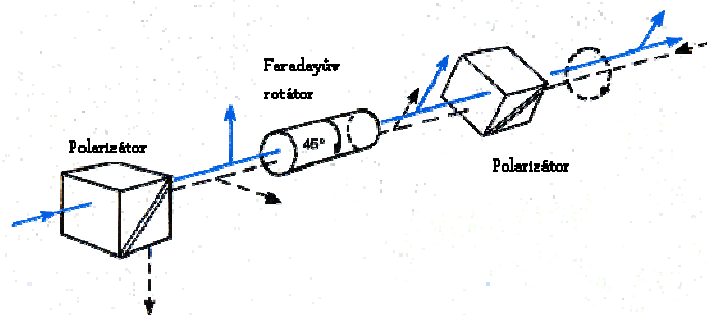


Obr. 23: Lineární regrese výkonu laserového záření a napětí zesilovače PDA 200C s koeficienty  $A = 1,000$  a  $B = -0,543$ .

#### 7.4. Použití Faradayova izolátoru (rotátoru)

Faradayův izolátor slouží k tomu, aby výkon laseru nebyl ovlivňován zpětnou reflexí pocházející od optických prvků v soustavě. Pomocí magnetu je vytvářeno silné magnetické pole v materiálu s velkou Verdetovou konstantou. Po průchodu záření rotátorem pak dochází ke stáčení roviny polarizovaného světla o  $45^\circ$ , další stáčení roviny o  $45^\circ$  ve stejném směru následně dojde při procházení zpětné reflexe rotátorem. Směr polarizace zpětného záření je tak kolmý na polarizační osu polarizátoru umístěného blíže k laseru. Signál by tak tímto polarizátorem neměl projít, čímž je zabráněno zpětnému zesílení výkonu.

Pokud jsou tedy v optické soustavě kromě laseru a detektoru také dva polarizátory a Faradayův izolátor, pak je izolátor umístěn z těchto externích prvků umístěn nejbližší laseru, aby zabráňoval zpětným reflexím polarizátorů.



Obr. 24: Nastavení Faradayova izolátoru.

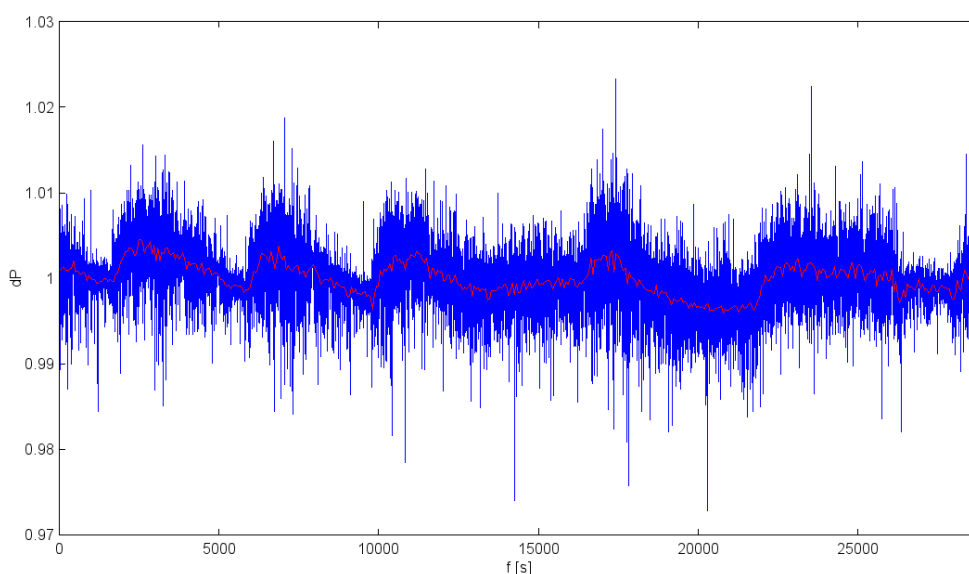
Nastavení Faradayova izolátoru:

- Oba polarizátory se oddělí od Faradayova izolátoru.
- Do optické soustavy se vloží nejprve jeden polarizátor Thorlabs nastavený na maximum, poté se přidá i druhý (blíže k detektoru záření), který se naopak nastaví tak, aby neprocházelo žádné záření.
- Polarizátor blíže detektoru se otočí o  $45^\circ$  v protisměru hodinových ručiček, výkon se tak zvýší na polovinu maximální hodnoty.
- Do optické soustavy (mezi polarizátory) se vloží Faradayův izolátor a nastavíme ho tak, že laserové záření jím projde, ale polarizátorem v soustavě za ním už (celkový součet otočení je  $90^\circ$ ). Tím máme Faradayův izolátor nastavený k tomu, aby zpětná reflexe polarizátorů neprošla přes něj zpět k laseru.

Pro měření s Faradayovým izolátorem byla použita integrační koule S142C, doba mezi dvěma odečty byla nastavena na 1 sekundu, celková doba měření byla 8 hodin.

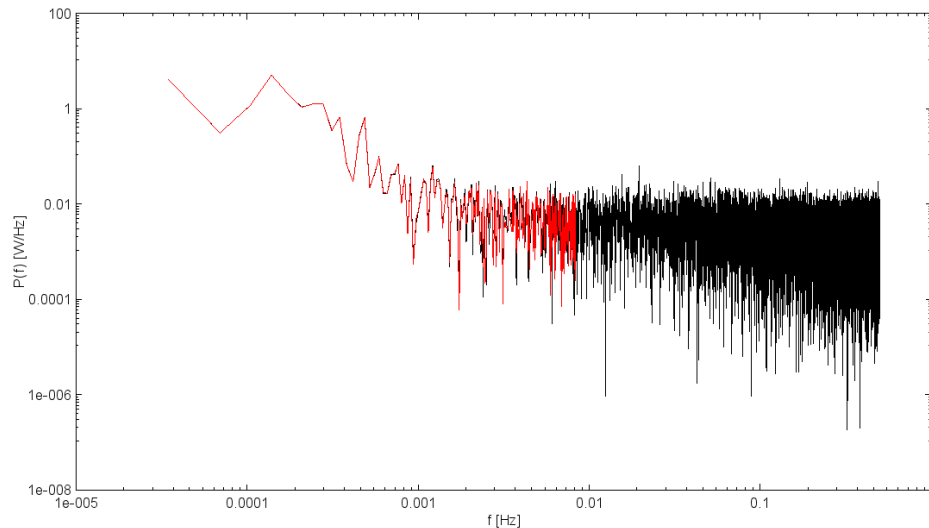
K zaznamenání dat se využilo převodníku PM100-USB spolu s programem Thorlabs.

Naměřené hodnoty poté byly zpracovány pomocí vzorců pro střední hodnotu  $\bar{x}$  (5), standardní odchylku  $\sigma$  (6) a relativní odchylku  $\delta x$  (7), přičemž  $\bar{x} = 0,087 \text{ W}$ ,  $\sigma = 2,896 \times 10^{-4} \text{ W}$  a  $\delta x = 0,334 \%$ .



Obr. 25: Časový průběh výkonu záření laseru Coherent Verdi procházejícího Faradayovým izolátorem (modrý signál) se spojitou čarou (červený signál), která je vytvořena z aritmetických průměrů naměřených hodnot za jednu minutu.

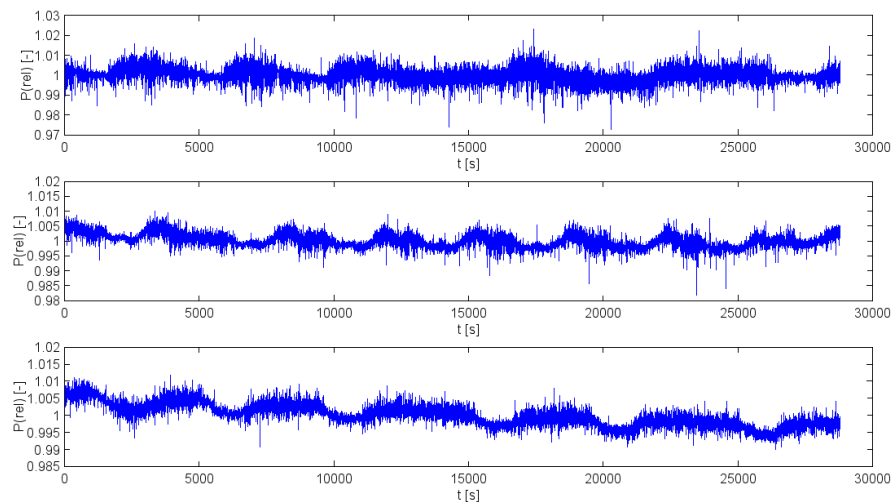
Na obr. 25 je vykreslen graf časového průběhu výkonu záření laseru Coherent Verdi při použití Faradayova izolátoru. Tento signál je vyznačen modrou barvou. Červenou barvou jsou poté vyobrazeny jednotlivé průměrné hodnoty naměřených dat za časový interval 1 minuta. Tím vymizel vysokofrekvenční šum, jak si lze všimnout na obr. 26, na kterém byla pomocí Fourierovy transformace zobrazena spektrální hustota výkonu.



Obr. 26: Frekvenční charakteristika záření laseru Coherent Verdi. Černou barvou je vyznačen frekvenční šum časového průběhu výkonu laseru Coherent Verdi z obr. 26, červenou pak šum signálu vytvořeného z průměrných hodnot za časový interval 1 minuta.

Pro porovnání s měřením s Faradayovým izolátorem byl po dobu 8 hodin s časovým intervalem 1 sekunda také proměřen výkon laserového záření, které procházelo optickou soustavou jen přes dva polarizátory (viz. kapitola 7.1). Ty nejprve propouštěly maximální výkon 1,1 W, který byl nastaven na kontrolní jednotce laseru, a poté jimi stejný výkon byl snížen na hodnotu 110 mW.

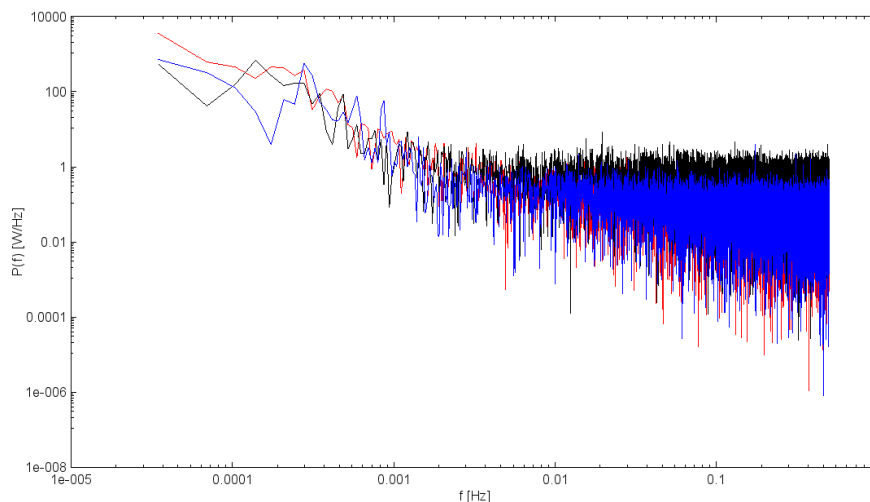
Pro obě měření byla vypočítána střední hodnota  $x'$  (5), standardní odchylka  $\sigma$  (6) a relativní odchylka  $\delta x$  (7). Pro maximální propuštěný výkon byly  $x' = 92,48 \text{ mW}$ ,  $\sigma = 0,21 \text{ mW}$  a  $\delta x = 0,22 \%$ , pro regulovaný na hodnotu 110 mW pak byly spočteny  $x' = 91,49 \text{ mW}$ ,  $\sigma = 0,29 \text{ mW}$  a  $\delta x = 0,32 \%$ . Časové průběhy obou těchto měření jsou spolu se signálem měření s Faradayovým rotátorem z obr. 25 vykresleny na obr. 27.



Obr. 27: Časový průběh výkonu záření laseru Coherent Verdi procházejícího Faradayovým izolátorem (horní signál), při aplikaci jen dvou polarizátorů při maximálním průchodu laserového výkonu (vstupní i výstupní výkon 1,1 W, prostřední signál), při snižování výkonu laseru polarizátorem (spodní graf).



Porovnáním osmihodinových časových průběhů výkonů záření laseru Coherent Verdi z obr. 28 je patrné, že zpětná reflexe polarizátorů v případě, kdy Faradayův izolátor nebyl v soustavě, nezpůsobila výraznou destabilizaci výkonu. V tomto případě tedy příliš nezáleží na přítomnosti Faradayova izolátoru, který by dokázal zeslabit zpětné reflexe, pokud by bylo v optické soustavě třeba více externích prvků.



Obr. 28: Frekvenční charakteristika záření laseru Coherent Verdi. Černou barvou je vyznačen frekvenční šum časového průběhu výkonu laseru Coherent Verdi pro maximální výkon záření, modrou je výkon snížený polarizátory, červenou pak šum časového průběhu laserového výkonu Coherent Verdi při použití Faradayova izolátoru z obr. 25.

### **III. Závěr**

Seznámil jsem se s principem činnosti diodami čerpaného pevnolátkového laseru (Coherent Verdi, laserového ukazovátka) a He-Ne laseru. Při porovnání stability jejich výkonu mi vyplynul zajímavý rozdíl mezi použitím laseru Coherent Verdi a laserového ukazovátka. Zatímco první zmíněný měl místy řádově nižší nízkofrekvenční šum, tak naopak ukazovátka nabývalo menších hodnot při vysokofrekvenčním šumu. Tento výsledek však je zřejmě ale způsoben provozem laseru Coherent Verdi při nižším výkonovém režimu, kdy se nemusí dosáhnout úplně optimálních parametrů.

Zaměřil jsem se také na detektory používané při měření. Při vlastních měření jsem využil jen fotoelektrických detektorů, protože doba odezvy tepelných detektorů je relativně dost pomalá. Porovnal jsem kvalitu fotodiody S120VC a integrační koule s fotodiodou S142C a zjistil jsem, že není rozdíl v tom, který z těchto dvou fotodetektorů využiji, protože oba dosahovali stejných výsledků. Fotodioda S120VC však byla limitována malým rozsahem výkonu, který byla schopna detekovat (jen do 50 mW).

Důležitým poznatkem ale bylo zjištění, že externími optickými prvky lze stabilizovat výkon laseru. Při svých měření jsem využil dvou polarizátorů, kterými buď procházel maximální laserový výkon, nebo jsem pomocí nich tento výkon snižoval. Srovnáním spektrálních hustot výkonu pro krátkou (2 minuty) i dlouhou dobu (8 hodin) měření jsem dospěl k závěru, že při snižování laserového výkonu polarizátory se snižuje i nízkofrekvenční a vysokofrekvenční šum.

Prověřil jsem také vliv Faradayova izolátoru na zpětnou reflexi způsobenou polarizátory. Podle dosažených výsledků přítomnost izolátoru neovlivnila stabilitu laserového výkonu, což zřejmě plyne z toho, že optická soustava obsahovala málo externích prvků, které by mohly způsobit výraznější zpětnou reflexi.

## Literatura

- [1] Prosser V.: *Experimentální metody biofyziky*, Academia, Praha 1989.
- [2] B. A. E. Saleh a M. C. Teich: *Základy fotoniky 1-4*, MATFYZPRESS, Praha 1995 – 1996.
- [3] M. Vrbová, H. Jelínková, P. Gavrilov: *Úvod laserové techniky*, Vydavatelství ČVUT, 1998.
- [4] [http://www.rp-photonics.com/green\\_lasers.html](http://www.rp-photonics.com/green_lasers.html)
- [5] Vítězslav Otruba: *Fotodetektory*, Spektroskopická společnost Jana Marka Marci, Brno 2011.
- [6] Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P.: *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press 1992.
- [7] Ingle J. D. jr., Crouch S. R.: *Spectrochemical Analysis*, Prentice-Hall, New Jersey 1988.

## Seznam obrázků

- [8] <http://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Laser.svg>
- [9] <http://en.wikipedia.org/wiki/File:Green-laser-pointer-dpss-diagrams.jpg>
- [10] <http://www.repairfaq.org/sam/wedi1.gif>
- [11] <http://en.wikipedie.org/wiki/File:He-Ne-2.png>
- [12] <http://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Photomultipliertube.svg>
- [13] <http://sales.hamamatsu.com/assets/html/ssd/si-photodiode/index.htm>
- [14] <http://assets.newport.com/web900w-EN/images/1162.gif>
- [15] [http://en.wikipedia.org/wiki/File:Skewness\\_Statistics.svg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Skewness_Statistics.svg)
- [16] [http://www.chem.uic.edu/tak/chem524/notes10/figureSN\\_1.gif](http://www.chem.uic.edu/tak/chem524/notes10/figureSN_1.gif)
- [17] [http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/14/Koeficient\\_sikmosti.svg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/14/Koeficient_sikmosti.svg)
- [18] <http://scianta.com/pubs/images/kurtosiscurves.gif>
- [19] <http://www.leysop.com/faroptisotype.gif>