

Univerzita Palackého v Olomouci

Přírodovědecká fakulta

# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



## Charakterizace rozmítací kamery pro časově rozlišenou spektroskopii

Společná laboratoř optiky UP a FZÚ AV ČR

Vypracoval: Vojtěch Trávníček

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Karel Lemr, Ph.D.

Studijní program: B1701 Fyzika

Studijní obor: Nanotechnologie

Forma studia: Prezenční

Datum odevzdání: 31. července 2015

Jméno a příjmení autora: Vojtěch Trávníček

Název práce: Charakterizace rozmítací kamery  
pro časově rozlišenou spektroskopii

Typ práce: Bakalářská

Pracoviště: Společná laboratoř optiky UP a FZÚ AV ČR

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Karel Lemr, Ph.D.

Rok obhajoby práce: 2015

Počet stran: 45

Jazyk: Český

Author's first name and surname: Vojtěch Trávníček

Title: Characterisation of a streak camera for  
time-resolved spectroscopy

Type of thesis: bachelor

Department: Joint Laboratory of Optics of Palacký University and  
the Institute of Physics of Czech Academy of Sciences

Supervisor: Mgr. Karel Lemr, Ph.D.

Defended in: 2015

Number of pages: 45

Language: Czech

### **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou práci vypracoval samostatně pod vedením Mgr. Karla Lemra, Ph.D., a že jsem použil pouze zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použitých zdrojů.

V Olomouci dne .....

.....

podpis

## **Poděkování**

Rád bych poděkoval Mgr. Karlu Lemrovi, Ph.D. za cenné rady, věcné připomínky a vstřícnost při konzultacích a vypracování bakalářské práce.

## Abstrakt

Bakalářská práce popisuje a ověřuje činnost rozmítací kamery uspořádané pro časově rozlišenou spektroskopii. Výstupem práce je experimentální určení vlastností kamery sloužící pro její kalibraci.

Vlastnosti rozmítací kamery jsme určovali několika měřeními. Naměřená data jsme zpracovávali pomocí programů *Microsoft Excel* a *Wolfram Mathematica*.

Provedenými měřeními jsme zjistili, že závislost velikosti signálu na expoziční době je lineární, dále potom, že velikost signálu na výkonu zdroje světla je při neměnném počtu snímků také lineární. Také jsme zjistili, že závislost detekovaného signálu na zisku je exponenciální. Ověření časové kalibrace kamery ukázalo, že největší chyba mezi teoretickými a experimentálními hodnotami je 2,5%, to znamená, že dodatečná kalibrace není ve většině případů potřebná.

Hlavním zjištěním je, že při měření s proměnným počtem snímků nemůžeme srovnávat detekované velikosti signálu, i když signál počtem snímků vydělíme.

## Abstract

This bachelor's thesis describes and verifies functioning of a streak camera set up for time-resolved spectroscopy. The output of the thesis is experimental study of the camera that can serve for its calibration.

Properties of the streak camera were measured in experiments. Experimental data were processed by *Microsoft Excel* and *Wolfram Mathematica*.

From the experiments we have deduced that dependence of signal intensity on exposure time is linear as well as dependence of the signal intensity on power of light as long as the number of exposed images remains constant. From the experiments we also deduced that dependence of signal intensity on gain is exponential. Time resolution measurement showed us that the biggest error between theoretical and experimental values is 2,5%. This means that additional calibration is not needed for usual measurements.

The main finding is that we can not compare measurements with variable number of images even if we divide the signal intensity by number of images.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>3</b>
1.1	Elektromagnetické záření . . . . .	4
1.2	Detekce elektromagnetického záření . . . . .	6
1.3	Detektory elektromagnetického záření . . . . .	8
1.3.1	Fotonové detektory . . . . .	8
1.3.2	Termální detektory . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Rozmítací kamera</b>	<b>10</b>
2.1	Princip fungování . . . . .	10
2.1.1	Princip měření intenzity . . . . .	12
2.1.2	Metody rozmítání . . . . .	12
2.2	Části rozmítací kamery . . . . .	13
2.3	Pojmy spojené s rozmítací kamerou . . . . .	16
2.4	Technické parametry použitého zařízení . . . . .	18
2.4.1	Hlavní jednotka - Hamamatsu C10910-01 . . . . .	18
2.4.2	Rozmítací jednotka - synchroscan M10911-01 . . . . .	19
2.4.3	Rozmítací jednotka M10913-01 . . . . .	19
2.4.4	Digitální CCD kamera C9300-508 . . . . .	20
2.4.5	Spektroskop Acton SP2300 . . . . .	21

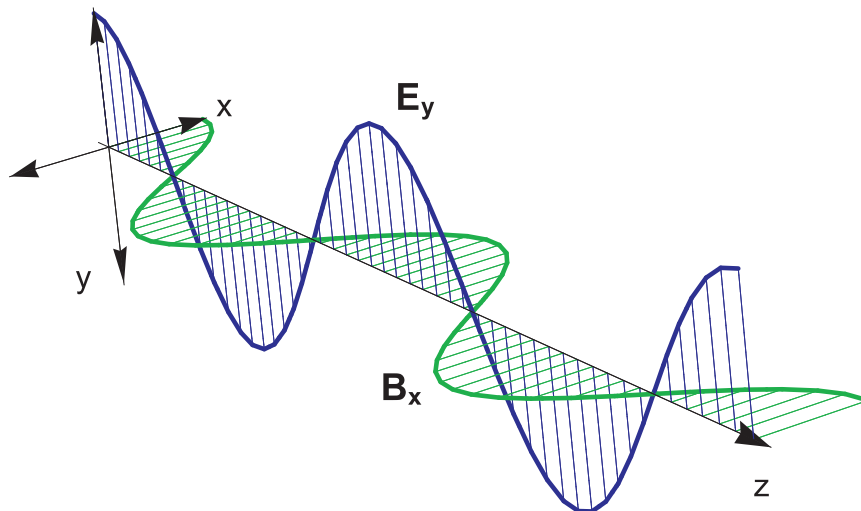


<b>3</b>	<b>Provedená měření</b>	<b>22</b>
3.1	Spektrální kalibrace . . . . .	22
3.2	Intenzitní kalibrace . . . . .	25
3.2.1	Intenzitní kalibrace s proměnným výkonem zdroje světla	25
3.2.2	Intenzitní kalibrace s proměnnou expoziční dobou . . .	28
3.2.3	Intenzitní kalibrace s proměnnou hodnotou zisku . . . .	32
3.2.4	Ověření závislosti detekované intenzity na počtu sečte- ných snímků . . . . .	36
3.3	Časová kalibrace . . . . .	37
3.3.1	Ukázka časově rozlišené spektroskopie . . . . .	40

# 1 Úvod

Rozmítací kamera je jeden z velmi důležitých nástrojů ke zkoumání světla. Kamera je uzpůsobená k detekci velmi rychle probíhajících jevů s dobou trvání až v jednotkách pikosekund. Spojením rozmítací kamery a spektroskopu dostaneme nástroj, který je schopen tyto velmi rychle probíhající jevy pozorovat, jak v čase, tak i v elektromagnetickém spektru. V zásadě tedy například vidíme na jakých vlnových délkách fluorescenční materiál svítí a také jak rychle dohasíná.

Avšak abychom mohli tyto jevy pozorovat a s důvěrou interpretovat výsledky experimentů, musíme vědět jak se kamera chová v určitých měřeních a také to, zda není potřebná dodatečná kalibrace.



Obrázek 1.1: Schematická reprezentace šíření vektoru elektrické intenzity a magnetické indukce prostorem [1].

## 1.1 Elektromagnetické záření

Elektromagnetické záření je příčné vlnění magnetického a elektrického pole [2, strana 327]. Pole elektrické je charakterizováno vektorem elektrické intenzity  $\vec{E}$ , pole magnetické vektorem magnetické indukce  $\vec{B}$ . V izotropním prostředí jsou vektory  $\vec{E}$  a  $\vec{B}$  na sebe kolmé, a protože jde o příčné vlnění, jsou kolmé i na směr šíření.

Pro jednoduchost uvažujme šíření rovinné monochromatické elektromagnetické vlny ve vakuu ve směru osy  $z$  (Obrázek 1.1)[3]. Beze ztráty na obecnosti dále předpokládejme, že vektor  $\vec{E}$  je nenulový pouze v  $y$ -ové složce, naopak vektor  $\vec{B}$  je nenulový ve složce  $x$ -ové. V takovém případě je rovnice popisující vektor elektrické intenzity  $\vec{E}$  dána vztahem

$$E_y = A_y \cos(\omega t - kz), E_x = E_z = 0, \quad (1.1)$$

kde  $\omega$  je úhlová rychlost,  $A_y$  amplituda vektoru elektrické intenzity,  $t$  čas a  $k$  vlnový vektor související s vlnovou délkou  $\lambda$  vztahem

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Obdobně vyjádříme rovnici pro vektor magnetické indukce  $\vec{B}$

$$B_x = C_x \cos(\omega t - kz), B_y = B_z = 0, \quad (1.3)$$

kde  $C_x$  je amplituda vektoru magnetické indukce.

Avšak v reálu není žádné elektromagnetické záření monochromatické (monofrekvenční). Reálné elektromagnetické záření je složené z několika elektromagnetických vln o různých frekvencích, mluvíme tedy o spektru elektromagnetického záření. Takovéto elektromagnetické záření popíšeme pomocí sumy jednotlivých vln

$$E_y = \sum_{i=1}^N A_{yi} \cos(\omega_i t - k_i z + \varphi_i), \quad (1.4)$$

kde  $\varphi_i$  je vzájemná fáze jednotlivých vln [3]. Dále předpokládejme, že frekvence dvou sousedních elektromagnetických vln se liší jen velmi nepatrně, pak můžeme spektrum elektromagnetického záření považovat za spojitě a od sumy přejít k integrálu

$$E_y = \int_0^\infty A_y(\omega) \cos(\omega t - k(\omega)z + \varphi(\omega)) d\omega. \quad (1.5)$$

Elektromagnetické záření můžeme také charakterizovat příslušnou vlnovou délkou  $\lambda$ , jež označuje nejmenší vzdálenost dvou bodů vlnění, které kmitají ve fázi [4, strana 382]. Pro  $\lambda$  platí vztah

$$\lambda = 2\pi \frac{v}{\omega}, \quad (1.6)$$

kde  $v$  je fázová rychlost, což je rychlost, jakou se vlnoplocha pohybuje prostorem.

Rychlost šíření elektromagnetické vlny ve vakuu je dána rychlostí [5], která se označuje písmenem  $c$  a byla změřena:

$$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}. \quad (1.7)$$

Touto rychlostí se ve vakuu šíří všechny elektromagnetické vlny.

## 1.2 Detekce elektromagnetického záření

Většina detektorů elektromagnetického záření je založená na principu detekce časové střední hodnoty intenzity elektromagnetického záření [6]. Kvůli lepšímu pochopení si intenzitu i její časovou střední hodnotu odvodíme.

Každá elektromagnetická vlna přenáší energii [7], jejíž hustota je dána součtem hustoty energie elektrické a magnetické složky elektromagnetického záření podle vzorce

$$w = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}), \quad (1.8)$$

kde  $\vec{D}$  je elektrická indukce a  $\vec{H}$  magnetická intenzita. Poté za použití materiálových vztahů

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad (1.9)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B}, \quad (1.10)$$

kde  $\varepsilon$  (permitivita) a  $\mu$  (permeabilita) jsou materiálové konstanty, dostaneme

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon |E|^2 + \frac{1}{\mu} |B|^2). \quad (1.11)$$

Hustota energie se rozdělí mezi energii nesenou elektrickou a magnetickou složkou rovnoměrně. Lze se tedy omezit na vyjádření energetické hustoty pouze pomocí elektrické složky [4]

$$w = \varepsilon |E|^2. \quad (1.12)$$

Nyní uvažujme prostor, kterým se šíří elektromagnetická vlna o hustotě energie  $w$ . Zvolíme plochu  $S$ , kterou bude vlna procházet. Poté definujeme výkon elektromagnetického záření jako celkovou energii záření prošlou plochou  $S$  za jednotku času

$$P = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{wS\Delta l}{\Delta t} = wSv, \quad (1.13)$$

kde  $P$  je výkon elektromagnetického záření,  $\Delta E$  energie elektromagnetického záření,  $\Delta l$  vzdálenost uražená elektromagnetickou vlnou za čas  $\Delta t$  a  $v$  rychlost elektromagnetické vlny.

Střední hodnotu intenzity elektromagnetického záření si poté zavedeme jako

$$\langle I \rangle = \frac{\langle P \rangle}{S} = \langle wv \rangle, \quad (1.14)$$

kde  $I$  je intenzita elektromagnetického záření [8]. Intenzitu můžeme také zapsat jako

$$\langle I \rangle = \varepsilon v \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} A_y(\omega) \cos(\omega t - k(\omega)z + \varphi(\omega)) d\omega \right\rangle^2, \quad (1.15)$$

což lze zjednodušit do tvaru

$$\langle I \rangle \propto \int_{-\infty}^{\infty} A_y^2(\omega) d\omega. \quad (1.16)$$

Je praktické zavést spektrální hustotu intenzity

$$S(\omega) = A_y^2(\omega), \quad (1.17)$$

a poté vyjádřit

$$\langle I \rangle \propto \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega. \quad (1.18)$$

## 1.3 Detektory elektromagnetického záření

### 1.3.1 Fotonové detektory

Nejpočetnější skupinou detektorů jsou takzvané detektory fotonové, u nichž dochází k odezvě při dopadu jednotlivých fotonů. Odezva může mít podobu nervového vzruchu v případě, že je detektorem lidské oko, nebo může být odezvou chemická reakce, která se projeví zčernáním fotografické emulze. Odezva se také může projevit změnou elektrických vlastností v materiálu nebo jen zesílením počtu excitovaných elektronů [9].

V praxi jsou nejrozšířenějším typem detektory založené na principu fotoefektu, a to jak vnitřního, tak i vnějšího. V případě vnitřního fotoefektu dopadající elektromagnetické záření excituje elektrony v látce. Excitace způsobí přechod elektronů z pásu valenčního do pásu vodivostního. To má za následek vznik elektron-děrového páru a změnu elektrických vlastností materiálu. Detektory využívající vnitřní fotoefekt jsou:

**Fotoodpor** – s dopadajícím světlem se indukuje změna vodivosti materiálu.

**Fotodioda** – vznik nosičů náboje uvnitř ochuzené oblasti na rozhraní polovodičů typu  $p$  a  $n$ .

**Lavinová fotodioda** – urychlení nosičů náboje do té míry, že mohou excitovat další nosiče nárazovou ionizací [9].

V případě vnějšího fotoefektu se vlivem dopadajícího elektromagnetického záření elektrony uvolňují do okolí látky. Avšak, aby ke vnějšímu fotoefektu došlo, dopadající fotony (kvanta elektromagnetického záření) musí mít větší energii, než jaká je výstupní práce materiálu. To znamená, že musí být

splněna nerovnost

$$\hbar\omega \geq W_v, \quad (1.19)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta,  $\omega$  kruhová frekvence a  $W_v$  výstupní práce materiálu. Detektory pracující na principu vnějšího fotoefektu jsou například **fotonky** a **fotonásobiče** [10].

### 1.3.2 Termální detektory

Termální detektory měří změnu teploty materiálu vzhledem k referenční teplotě. Změna teploty materiálu se měří většinou nepřímo, protože energie, například viditelného záření, je velmi malá, řádově  $10^{-19}$  J na foton. Klasický teploměr by ji tedy jen těžko zaregistroval. Proto se buď termální detektory dělají velice malé nebo se využije materiál detektoru, jehož vlastnost, například elektrický odpor, je silně závislá na teplotě [9].



## 2 Rozmítací kamera

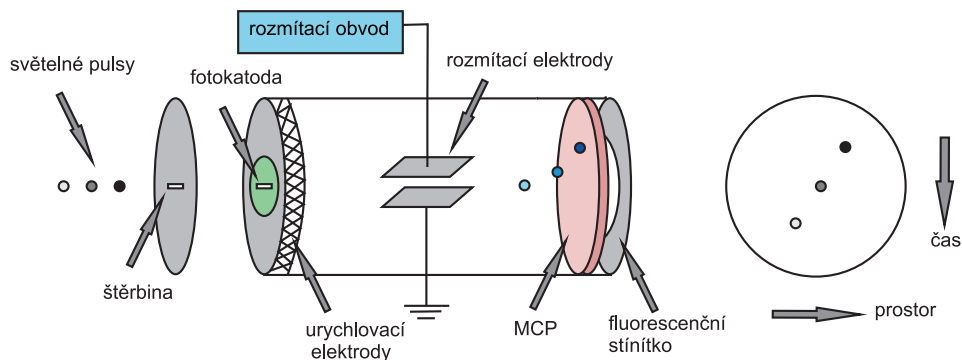
Rozmítací kamera je zařízení, které detekuje ultra-rychlé pulzy elektromagnetického záření v řádu pikosekund a dokáže podat informaci o intenzitě a časovém a prostorovém rozložení elektromagnetického záření [11]. Kombinací rozmítací kamery a spektroskopu (monochromátoru), který prostorově rozmítne spektrum dopadajícího záření, získáme nástroj schopný měřit intenzitu elektromagnetického pole v závislosti na čase i vlnové délce. Toto měření označujeme pojmem časově rozlišená spektroskopie [11].

### 2.1 Princip fungování

Rozmítací kamera funguje na principu transformace časového profilu zkoumaného světla na profil prostorový, který je zaznamenán na detektoru.

Obrázek 2.1 znázorňuje schéma rozmítací kamery [11]. Tři světelné pulzy, které se liší v intenzitě a jsou časově vzájemně rozposunuty, prochází štěrbinou a dopadají na fotokatodu, která je umístěna na přední straně rozmítací trubice. Po dopadu pulzu na fotokatodu se z ní, díky fotoefektu, uvolní několik elektronů, úměrné svým počtem intenzitě pulzu. Stejným způsobem se na elektrony přemění i dva zbývající pulzy.

Elektrony jsou poté v trubici urychlovány akceleračními elektrodami a dopadají skrz mikrokanálovou desku (MCP) na stínítko. Jak elektrony pu-



Obrázek 2.1: *Schéma rozmítací kamery.*

tují rozmítací trubici, tak procházejí mezi dvěma vychylovacími elektrodami, umístěnými vodorovně s osou trubice. Mezi vychylovacími elektrodami je vysoké napětí, které je časově synchronizované s opakovací frekvencí zdroje světla. Při průchodu elektronů trubicí se mezi rozmítacími elektrodami začne velmi rychle snižovat napětí. To má za následek vertikální vychýlení elektronů v různých úhlech v závislosti na čase průchodu elektronů skrz vychylovací elektrody.

Již vychýlené elektrony procházejí mikrokanálovou deskou, kde jsou tisícínásobně zesíleny a dopadají na fluorescenční stínítko. Na stínítku dochází k přeměně elektronů zpět na světlo, které můžeme zachytit na CCD čip a obraz zpracovat na počítači. Synchronizace rozmítacího obvodu s opakovací frekvencí laseru umožňuje rozmítání opakovat a výsledný náboj na CCD kamere akumulovat.

### 2.1.1 Princip měření intenzity

Jak už bylo řečeno výše, z fotokatody jsou emitovány elektrony, které jsou zesíleny v MCP a dopadají na fluorescenční stínítko. Na fluorescenčním stínítku se elektrony přemění na světlo a to dopadá na CCD kameru. Zde se akumuluje elektrický náboj, který je úměrný intenzitě a délce expozice. Dostáváme tak obraz intenzitních hodnot. Pro odstranění šumu se používá prahová hodnota intenzity, tak že vše co je pod touto prahovou hodnotou, nezapočítáváme do výsledků měření [11].

### 2.1.2 Metody rozmítání

- **Single-Sweep**<sup>1</sup>

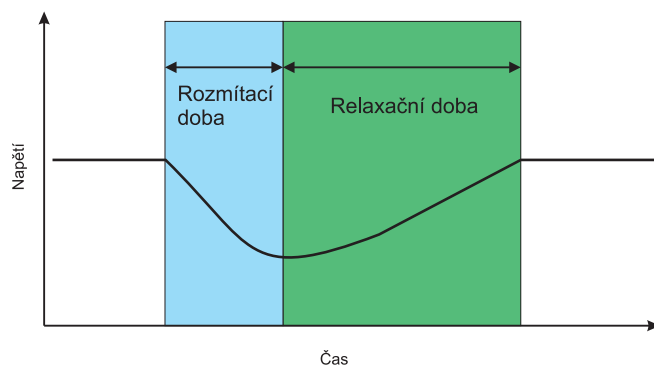
Metoda se používá pro pomalejší jevy s dobou trvání od 60 ps do 10 ms. Model, se kterým jsme v laboratoři pracovali lze provozovat v rozsahu časových rozlišení 1 ns - 1  $\mu$ s. Pro vychýlení elektronů se na elektrody použije svaňové napětí (Obrázek 2.2). Název této metody je poněkud zavádějící, protože i když můžeme použít jen jedno rozmítnutí, metoda se používá i pro opakovaná rozmítání v řádu kHz [11].

- **Synchroscan**

Tato metoda je založena na opakovaném rozmítání, kdy se elektrony vychylují vysokofrekvenčním sinusovým napětím. Metoda se používá ke zkoumání jevů s dobou trvání od stovek pikosekund do 3 ns [11].

---

<sup>1</sup>sweep = rozmítnutí



Obrázek 2.2: *Svahové napětí přiložené v režimu „sweep“.*

## 2.2 Části rozmítací kamery

- **Optika**

Část optiky, která je umístěna před rozmítací trubicí, se v angličtině nazývá input optics (vstupní optika). Skládá se ze štěrbinu a systému čoček. Vstupní optika rozmítací kamery má za úkol navést měřené světlo na štěrbinu ve tvaru úzkého horizontálního proužku. Jakmile světlo projde štěrbinou je systémem čoček zfokusováno na fotokatodu.

Optika umístěna mezi fluorescenční stínítkem a CCD kamerou se nazývá output optics (výstupní optika) a funguje jako objektiv fotoaparátu. Tedy promítá obraz z fluorescenční stínítka na CCD čip kamery [11].

- **Fotokatoda**

Fotokatoda je složena z mnoha vrstev různých kovových filmů, které jsou naneseny na sklíčko tvořené fluoridem hořečnatým ( $\text{MgF}_2$ ). Sklíčko je vyrobeno z fluoridu hořečnatého, protože  $\text{MgF}_2$  je transparentní od UV po infračervenou oblast elektromagnetického spektra. Jak je uvedeno výše, na fotokatodě

dochází k fotoefektu a emisi fotoelektronů. Je zřejmé, že účinnost a to, pro jaké vlnové délky bude docházet k fotoefektu, je závislé na materiálu fotokatody [11].

- **Fluorescenční stínítko**

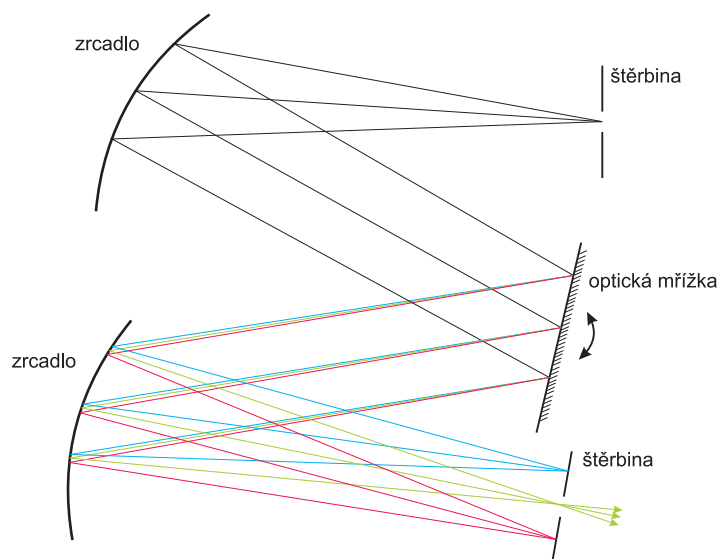
Fluorescenční stínítko je tvořeno skleněnou destičkou, na kterou je nanesen fluorescenční materiál. Jakmile fotoelektrony dopadnou na stínítko, tak se zbrzdí a předají energii fluoroforu. Ten se touto energií excituje, následná deexcitace je spojená s vyzářením energie ve formě světla. Množství vyzářeného světla z fluoroforu je přímo úměrné kinetické energii fotoelektronů a jejich počtu [11].

- **MCP**

MCP (micro channel plate) neboli mikrokanálová deska je pole elektronových násobičů. Deska s tloušťkou zhruba 0,75 mm je tvořena mnoha skleněnými kanálky, které mají průměr od 10 do 20  $\mu\text{m}$ . Kanálky jsou z vnitřní strany potaženy materiálem emitujícím sekundární elektrony, takže jak jimi fotoelektrony prochází, jsou mnohokrát znásobeny. Jeden fotoelektron takto může generovat až  $10^4$  sekundárních elektronů [11].

- **Spektroskop**

Spektroskop, jež není součástí rozmítací kamery, je zařízení, které rozkládá světlo ve spektru. Chová se tedy jako optický hranol, ale pracuje na jiném principu. Spektroskop využívá ohybu (difrakce) světla na optické mřížce. Optická mřížka je prvek s pravidelnou strukturou, ohýbající světlo do svazků, které se šíří různými směry. Směr šíření je závislý na četnosti vrypů na mřížce

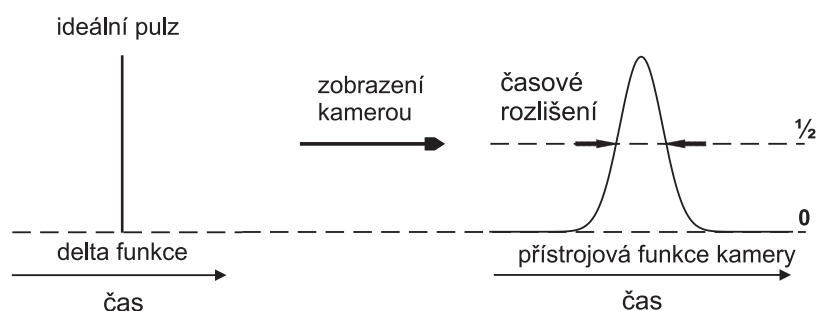


Obrázek 2.3: *Schéma spektroskopu Czerny-Turner*

a na vlnové délce dopadajícího světla. Ve spektroskopu, který jsme používali k měření, jsou tři optické mřížky, lišící se mřížkovou konstantou. Mřížková konstanta udává vzdálenost sousedních vrypů na destičce [12]. Schéma spektroskopu Czerny-Turner můžeme vidět na Obrázku 2.3.

- **CCD kamera**

CCD kamera je zařízení pracující na principu vnitřního fotoefektu. Dopadající elektromagnetické záření excituje elektrony v polovodiči, které vstoupí do vodivostního pásu, vytvoří se pár elektron-díra. Elektrony jsou poté přitahovány ke kladně nabitým elektrodám, jež jsou od polovodiče odděleny vrstvou izolantu, dochází tak k akumulaci elektrického náboje. Ten je poté z polovodiče odveden změnou napětí na elektrodách do zesilovače. Dostaneme tak informaci o intenzitě dopadajícího záření [13].



Obrázek 2.4: Časové rozlišení

## 2.3 Pojmy spojené s rozmítací kamerou

V této kapitole vysvětlíme některé pojmy a součástky spojené s rozmítací kamerou.

- **Časové rozlišení**

Časové rozlišení nám říká, jaký musí být minimální rozestup dvou událostí v čase, abychom je mohli rozlišit jednu od druhé. U rozmítací kamery si časové rozlišení definujeme následovně. Představme si, že do kamery pošleme hypotetický pulz s limitně nulovou časovou pološířkou. Protože kamera není dokonalá, rozšíří pulz v čase a vznikne pulz označovaný jako přístrojová funkce. Pološířka pulzu definuje časové rozlišení (Obrázek 2.4) [11].

- **Gate**

Gate je funkce rozmítací kamery potlačující šum. Při měření optického jevu, například fluorescence, může při měření do kamery vstoupit nežádoucí světlo. Toto světlo dopadne na fotokatodu a znásobí se v MCP, to má za následek zhoršení výsledků původního měření. Za účelem odstranění takového šumu, se na fotokatodu a na MCP umístí funkce gate, která blokuje produkci elektronů mimo stanovené časové okno na fotokatodě a následné znásobení na MCP [11].

- **Charakteristika spektrální odezvy**

Charakteristika spektrální odezvy (spectral response characteristics) udává poměr mezi emitovanými fotoelektrony a množstvím vstupního světla. Poměr není konstantní ale mění se v závislosti na vlnové délce vstupního světla. Charakteristika spektrální odezvy se může definovat dvěma způsoby, a to kvantovou efektivitou nebo spektrální citlivostí [11].

- **Spektrální citlivost (Radiant sensitivity)**

Spektrální citlivost říká kolik proudu v ampérech vygeneruje 1 watt vstupního světla. Jedná se vlastně o poměr proudu tvořeného fotoelektrony a výkonem vstupního světla [11].

- **Kvantová účinnost (quantum efficiency)**

Kvantová účinnost je poměr mezi počtem vygenerovaných fotoelektronů a počtem vstupních fotonů [11].



<b>Číselné označení</b>	<b>C10910-01</b>
Fotokatoda	S-20
Citlivost pro vlnové délky	200 nm až 850 nm
Efektivní velikost fotokatody	0,15 mm × 4,42 mm
MCP zesílení (zisk)	$> 3 \times 10^3$
Prostorové rozlišení	40 č/mm pro střed fotokatody a vlnovou délku 530 nm
Rozhraní	USB 2.0
Spotřeba	kolem 200 V A
Hmotnost	kolem 19 kg

Tabulka 2.1: *Technické parametry rozmítací kamery Hamamatsu C10910-01.*

## 2.4 Technické parametry použitého zařízení

Rozmítací kamera je složena z několika komponent, a to z hlavní jednotky a přídatných modulů. Hlavní jednotka tvoří tělo přístroje a je nezbytná pro činnost kamery. Přídatné moduly se zapojují do hlavní jednotky za účelem zlepšení vlastností nebo pro rozšíření detekčních možností kamery.

### 2.4.1 Hlavní jednotka - Hamamatsu C10910-01

Rozmítací kamery pod označením Hamamatsu C10910-0X jsou univerzálními kamerami. Univerzálními proto, protože dokáží detekovat elektromagnetické záření od UV až po blízkou infračervenou oblast spektra. Technické parametry pro hlavní jednotku typu C10910-01 najdeme v Tabulce 2.1 [14].

<b>Číselné označení</b>	<b>M10911-01</b>
Časové rozlišení <sup>2</sup>	< 1 ps
Doba rozmítání	od 100 ps do 1/6 FS <sup>3</sup>
Rozmítací rozsah	5 volitelných rozsahů
Frekvence sychroscanu	od 75 MHz do 165 MHz
Frekvenční rozsah sychroscanu	fs ± 0,2 MHz

Tabulka 2.2: *Technické parametry rozmítací jednotky sychroscan M10911-01.*

### 2.4.2 Rozmítací jednotka - sychroscan M10911-01

Tento modul se používá pro měření, která vyžadují vysoké časové rozlišení. Pro docílení takového rozlišení se rozmítací kamera s tímto modulem kombinuje s rychlým titan-safírovým pulzním laserem. Požadavky na sychroscan a technické parametry používaného laseru se diskutují s výrobcem, který poté pevně nastaví opakovací frekvenci sychroscanu. Technické parametry pro rozmítací jednotku M10911-01 najdeme v Tabulce 2.2 [14].

### 2.4.3 Rozmítací jednotka M10913-01

Rozmítací jednotka pro měření pomaleji probíhajících jevů. Technické parametry pro rozmítací jednotku M10913-01 najdeme v Tabulce 2.3 [14].

<sup>2</sup>v centru okna pro vlnovou délku 800 nm

<sup>3</sup>FS - frekvence sychroscanu. Pevná opakovací frekvence nastavená výrobcem, shodná s frekvencí používaného laseru v laboratoři.

<b>Číselné označení</b>	<b>M10913-01</b>
Časové rozlišení	< 20 ps
Doba rozmítání	od 1,2 ns do 1 ms
Maximální frekvence opakovaného rozmítání	4 MHz

Tabulka 2.3: *Technické parametry rozmítací jednotky M10913-01.*

<b>Číselné označení</b>	<b>C9300-508</b>
Rozlišení (pixely)	640 × 480
Velikost pixelu	7,4 μm × 7,4 μm
Velikost CCD čipu	4,74 mm × 3,55 mm
Doba expozice	od 33,1 μs do 1 s

Tabulka 2.4: *Technické parametry CCD kamery C9300-508.*

#### 2.4.4 Digitální CCD kamera C9300-508

Kamera optimalizovaná pro rychlou detekci fotonů. Technické parametry pro CCD kameru C9300-508 najdeme v Tabulce 2.4 [14].

Označení	Acton SP2300
Ohnisková vzdálenost	300 mm
Clonové číslo	$f^4/3,9$
Mřížky	50/150/300 vrypů/mm

Tabulka 2.5: *Technické parametry spektroskopu Acton SP2300.*

### 2.4.5 Spektroskop Acton SP2300

Tento typ spektroskopu od firmy Princeton Instruments se používá pro Ramanovu spektroskopii, fluorescenční a fotoluminiscenční měření. Technické parametry pro spektroskop Acton SP2300 najdeme v Tabulce 2.5 [15].

---

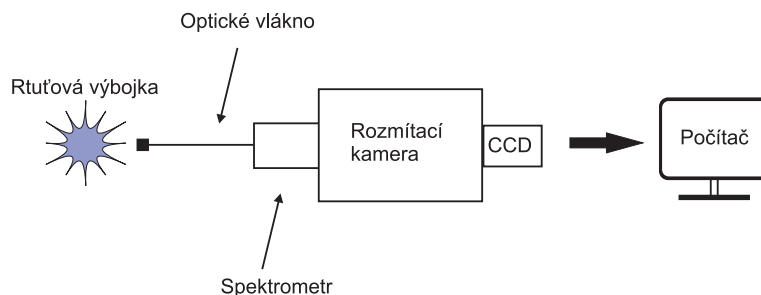
<sup>4</sup>f - ohnisková vzdálenost

## 3 Provedená měření

V této kapitole se budeme věnovat provedeným měřením, které mají za cíl otestovat charakteristiky rozvírací kamery a jejich komponent.

### 3.1 Spektrální kalibrace

Účelem měření bylo zkalibrovat spektroskop a ověřit, že po zkalibrování měří s dostatečnou přesností. Rtuťovou výbojku, jejíž vyzařovací spektrum je známé, jsme umístili do sestavy podle schématu na Obrázku 3.1. Po zapnutí rozvírací kamery, spektroskopu a počítače jsme světlo z výbojky navázali do vlákna, jehož druhý konec jsme přivedli na štěrbinu spektroskopu. Pomocí ovládacího softwaru jsme spektroskop nastavili tak, aby odrážel vlnovou délku 435,84 nm na střed CCD čipu. Pro kalibraci jsme použili vlnovou délku 435,84 nm, protože se jedná o jednu z vyzařovacích čar rtuťové výbojky. Na obrazovce počítače jsme viděli signál z výbojky jako mapu intenzitních bodů. Pomocí kurzoru jsme vybrali oblast kolem signálu, v této oblasti jsme pomocí softwaru vypočítali intenzitní těžiště. Souřadnici těžiště jsme poté nkalibrovali na 435,84 nm. Po zkalibrování spektroskopu jsme provedli měření, kdy jsme postupně hledali vyzařovací čáry výbojky a vlnové délky těchto čar tak, jak je udal spektroskop, jsme srovnali s tabulkovými hodnotami. Měření a kalibraci jsme provedli pro tři optické mřížky s rozdílnými mřížkovými



Obrázek 3.1: *Schéma spektrální kalibrace.*

konstantami 50, 150 a 300 čar/mm (dále jen č/mm). V tomto experimentu jsme proměřovali pouze spektroskop, měřili jsme tedy v režimu „focus“, kdy veškeré fotoelektrony dopadají na střed fluorescenčního stínítká. Výsledky měření jsou uvedeny v Tabulce 3.1, 3.2 a 3.3, kde  $|\Delta\lambda|$  je rozdíl tabulkových a experimentálních hodnot,  $\text{sgn}(\Delta\lambda)$  určuje směr odchylky a slouží k posouzení zda není v experimentu systematicky chybný posun na jednu či druhou stranu. Kdyby tato systematická chyba byla přítomna, hodnoty  $\text{sgn}(\Delta\lambda)$  by měli stejná znaménka nebo alespoň monotónní průběh. Dále jsme vypočítali průměr rozdílu tabulkových a experimentálních hodnot  $|\overline{\Delta\lambda}|$  pro jednotlivá měření (Tabulka 3.4).

Z naměřených dat je patrné, že s rostoucí mřížkovou konstantou klesá průměrná hodnota rozdílu mezi tabulkovými a experimentálními hodnotami. To nás nepřekvapilo, protože s jemnější optickou mřížkou budeme mít i přesnější měření. Za povšimnutí také stojí to, že  $|\Delta\lambda|$ , v případě mřížek 50 a 150 č/mm, nabývá nejmenší hodnoty pro vlnovou délku 435,84 nm. Je to důsledek toho, že jsme spektroskop kalibrovali právě na touto vlnovou délkou. Z hodnot  $\text{sgn}(\Delta\lambda)$  vyplývá, že měření nebyla zatížena systematickou chybou.

<b>Mřížka 50 č/mm</b>						
Číslo píku	1	2	3	4	5	6
Tabulkové hodnoty [nm]	365,42	404,65	435,84	546,07	576,96	579,07
Experimentální hodnoty [nm]	362,96	405,38	435,96	546,20	577,43	577,43
$ \Delta\lambda $ [nm]	2,46	0,73	0,12	0,13	0,47	1,64
$\text{sgn}(\Delta\lambda)$	-1	1	1	1	1	-1

Tabulka 3.1: *Spektrální kalibrace rozmítací kamery - mřížka 50 č/mm.*

<b>Mřížka 150 č/mm</b>						
Číslo píku	1	2	3	4	5	6
Tabulkové hodnoty [nm]	365,42	404,65	435,84	546,07	576,96	579,07
Experimentální hodnoty [nm]	364,05	403,62	435,88	546,00	576,63	578,69
$ \Delta\lambda $ [nm]	1,37	1,03	0,04	0,07	0,33	0,38
$\text{sgn}(\Delta\lambda)$	-1	-1	1	-1	-1	-1

Tabulka 3.2: *Spektrální kalibrace rozmítací kamery - mřížka 150 č/mm.*

<b>Mřížka 300 č/mm</b>						
Číslo píku	1	2	3	4	5	6
Tabulkové hodnoty [nm]	365,42	404,65	435,84	546,07	576,96	579,07
Experimentální hodnoty [nm]	364,50	404,77	435,88	546,06	576,90	578,98
$ \Delta\lambda $ [nm]	0,92	0,12	0,04	0,01	0,06	0,09
$\text{sgn}(\Delta\lambda)$	-1	1	1	-1	-1	-1

Tabulka 3.3: *Spektrální kalibrace rozmítací kamery - mřížka 300 č/mm.*

	Mřížka 50 č/mm	Mřížka 150 č/mm	Mřížka 300 č/mm
$ \overline{\Delta\lambda} $ [nm]	0,93	0,54	0,21

Tabulka 3.4: Vypočítané průměrné hodnoty  $|\overline{\Delta\lambda}|$  pro jednotlivá měření.

## 3.2 Intenzitní kalibrace

### 3.2.1 Intenzitní kalibrace s proměnným výkonem zdroje světla

V tomto měření jsme zjišťovali závislost rozmítací kamerou detekované intenzity světla na výkonu zdroje světla. Jako zdroj jsme použili titan-safírový laser jehož výkon jsme měnili šedými kalibrovanými filtry. Svazek světla z laseru jsme navázali do vlákna a měřidlem výkonu změřili jeho výkon. Výkon pozadí jsme změřili tak, že jsme při zacloněném svazku měřidlo výkonu postavili před šěrbinu spektroskopu.

$$P_l = (271 \pm 3) \text{ nW}$$

$$P_p = (13 \pm 3) \text{ nW}$$

(3.1)

$P_l$  označuje výkon laseru a  $P_p$  výkon pozadí. Při zpracování dat jsme výkon pozadí odečetli od výkonu laseru. Svazek jsme pomocí optického vlákna nasměrovali do spektroskopu, který jsme nastavili tak, aby odrážel svazek na střed CCD čipu. Dobu expozice jsme nastavili na 800 ms. U menších výkonů jsme ztráceli signál, proto jsme museli u těchto výkonů exponovat více snímků, které jsme poté analogově sečetli (ještě před převodem na digitální

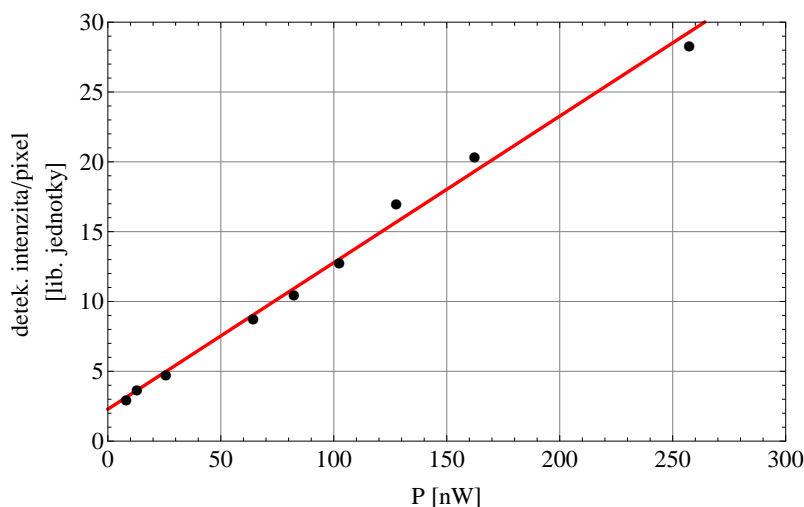


údaj). Před tím, než jsme otevřeli clonu a začali s vlastním měřením, jsme změřili pozadí rozmítací kamery a data si uložili. Po otevření clony jsme na obrazovce počítače viděli silný signál laseru odpovídající výkonu 258 nW ( $P_l - P_p$ ), signál jsme změřili a data si uložili. Dále jsme pomocí šedých kalibrovaných filtrů snížili výkon a měření opakovali. Výsledkem měření byli matice intenzitních hodnot, od nich jsme odečetli pozadí rozmítací kamery a data dále zpracovali pomocí programu *Microsoft Excel*. Vybrali jsme oblast kolem nejsilnějšího signálu a sečetli intenzitní hodnoty z jednotlivých buněk, vybraná oblast měla stejné rozměry pro všechna měření. Toto číslo jsme poté podělili počtem buněk (pixelů), které se nacházely v označené oblasti (dále v textu tyto hodnoty označujeme jako signál). U dat, kde jsme sčítali snímky jsme hodnoty signálu museli normovat, normování jsme provedli tak, že jsme hodnoty signálů podělili počtem snímků. Hodnoty signálu v grafech mají rozměr libovolných jednotek, protože nás více zajímá poměr mezi těmito hodnotami než jejich absolutní hodnota. Vstupní parametry i výsledky měření ukazuje Tabulka 3.5. Data jsme dále zpracovali také graficky, kdy jsme pomocí programu *Wolfram Mathematica* vyjádřili závislost mezi signálem a vstupním výkonem (Obrázky 3.2 a 3.3).

Z grafu na Obrázku 3.2 vidíme, že závislost je lineární pro neměnný počet snímků. Proměnný počet snímků jsme měli v grafu na Obrázku 3.3, kde můžeme vidět, že pro stejnou hodnotu vstupního výkonu máme různé hodnoty detekovaného signálu. Skutečnost, že hodnoty signálu pro stejné výkony s rozdílným počtem snímků nejsou stejné, musíme brát v úvahu v měřeních, kde sčítáme přes různý počet snímků. Tyto rozdíly v hodnotách signálu vnášejí do měření analogový převodník, který se nechová lineárně.

Vstupní výkon [nW]	Počet snímků	Intenzita/pixel
258,0	1	28,32
162,4	1	20,36
127,7	1	17,00
102,5	1	12,80
82,4	1	10,49
64,4	1	8,80
25,7	1	4,73
12,9	1	3,66
8,2	1	2,94
8,2	10	1,50
2,6	10	0,88
2,6	20	0,67
1,3	100	0,32
0,8	100	0,28
0,3	100	0,24

Tabulka 3.5: *Vstupní parametry a výsledky měření závislosti mezi signálem a vstupním výkonem.*

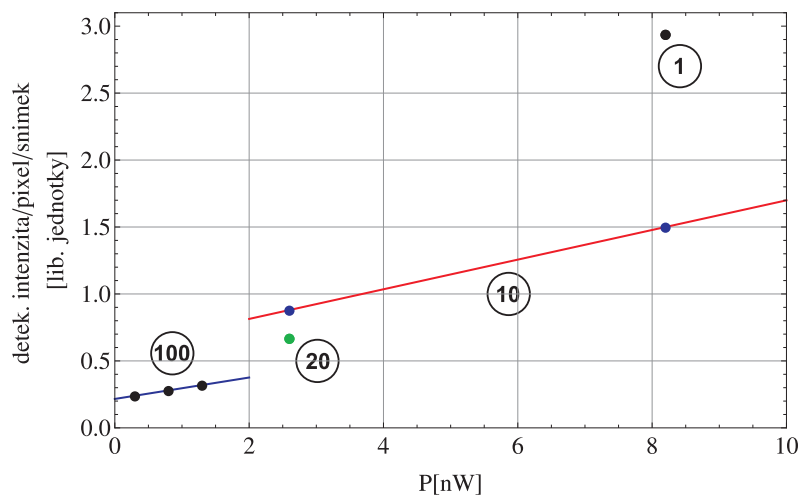


Obrázek 3.2: Graf závislosti detekovaného signálu na vstupním výkonu pro výkony od  $8,2 \text{ nW}$  do  $258,0 \text{ nW}$  (konstantní počet sčítaných snímků). Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.

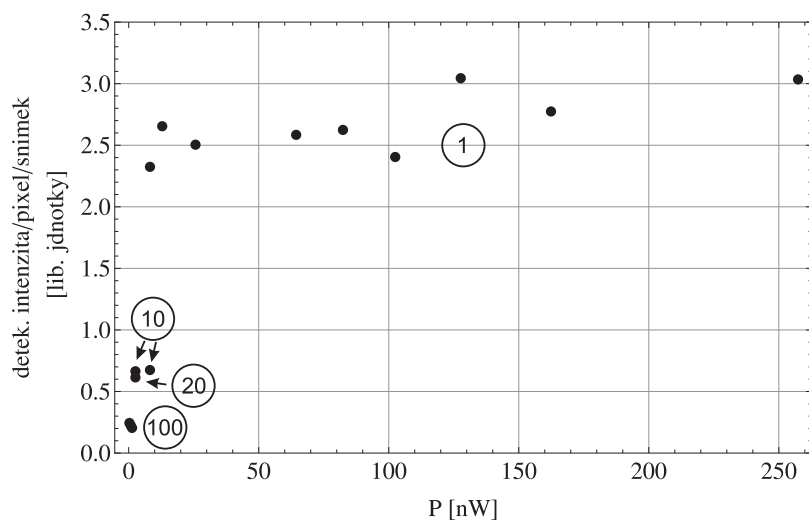
Z naměřených dat jsme dále zjistili, že sčítání snímků ovlivňuje také šum (Obrázek 3.4). Zpracování dat proběhlo stejným způsobem jako v předešlém měření. Oblast přes kterou jsme sčítali byla na stejné horizontální úrovni se signálem v místě, kde již žádný signál nebyl.

### 3.2.2 Intenzitní kalibrace s proměnnou expoziční dobou

V dalším měření jsme zkoumali závislost velikosti signálu a šumu na expoziční době. Z dráhy laseru jsme odstranili všechny šedé filtry, tímto krokem jsme nastavili výkon laseru na  $258 \text{ nW}$ , který jsme dále neměnili. Počet snímků byl také neměnný. Svazek světla z laseru jsme pomocí optického vlákna nasměrovali na spektroskop, který jako v předešlém měření odrazil světlo na střed CCD čipu. Nastavili jsme expoziční dobu na  $100 \text{ ms}$  a s uza-



Obrázek 3.3: Graf závislosti detekovaného signálu na vstupním výkonu a počtu snímků. Počet analogově sčítaných snímků je označen hodnotou v kroužku. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.



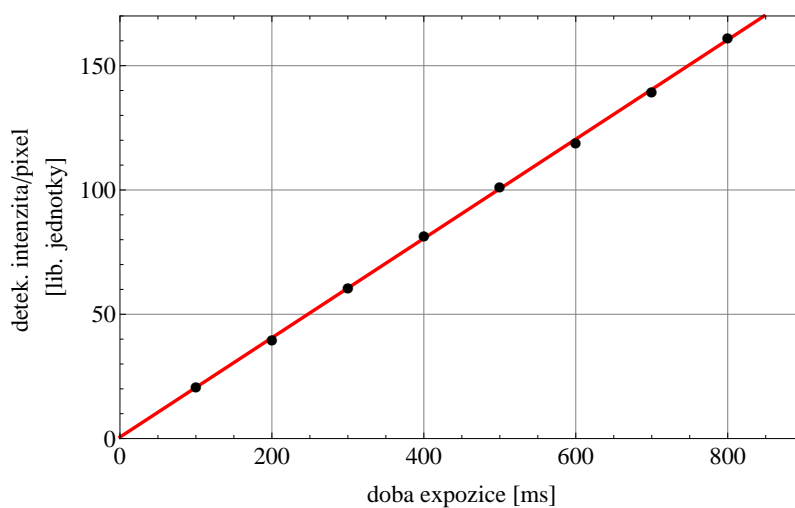
Obrázek 3.4: Graf závislosti šumu na vstupním výkonu a počtu snímků. Počet analogově sčítaných snímků je označen hodnotou v kroužku. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.

vřenou clonou změřili pozadí. Poté jsme clonu otevřeli a změřili signál od kterého jsme odečetli dříve naměřené pozadí. Tento postup jsme opakovali pro ostatní expoziční doby. Data jsme zpracovali stejným způsobem jako v předešlém měření. Vstupní parametry jsou uvedeny v Tabulce 3.6. Data jsme zpracovali také graficky (Obrázek 3.5 a 3.6).

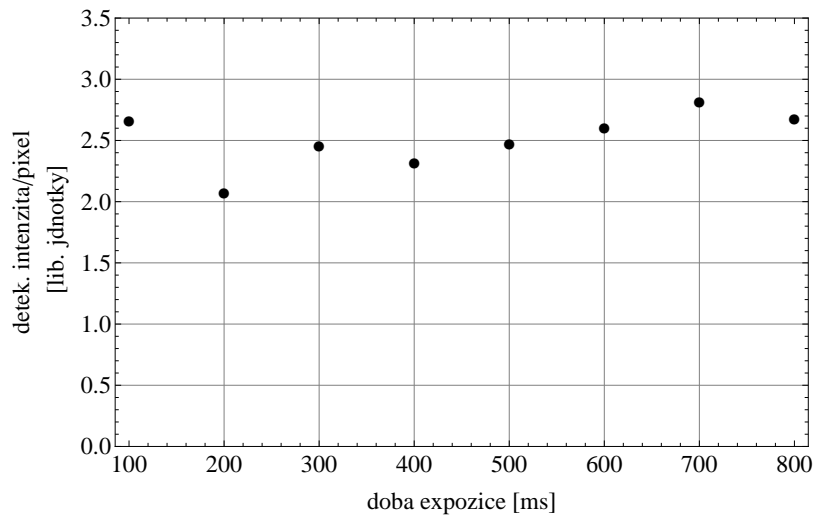
Z grafu na Obrázku 3.5 pozorujeme, že závislost velikosti signálu na expoziční době je lineární. Což znamená, že se CCD čip při těchto parametrech měření chová lineárně. Z grafu na Obrázku 3.6 vyplývá, že po adekvátním odečtení pozadí od signálu, má zbytkový šum konstantní hodnotu.

Expoziční doba [ms]	Počet snímků	Intenzita/pixel
100	1	20,87
200	1	39,57
300	1	60,76
400	1	81,41
500	1	101,36
600	1	119,03
700	1	139,56
800	1	161,36

Tabulka 3.6: Vstupní parametry a výsledky měření závislosti velikosti signálu na expoziční době.



Obrázek 3.5: Graf závislosti velikosti signálu na expoziční době. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.



Obrázek 3.6: *Graf závislosti šumu na expoziční době. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.*

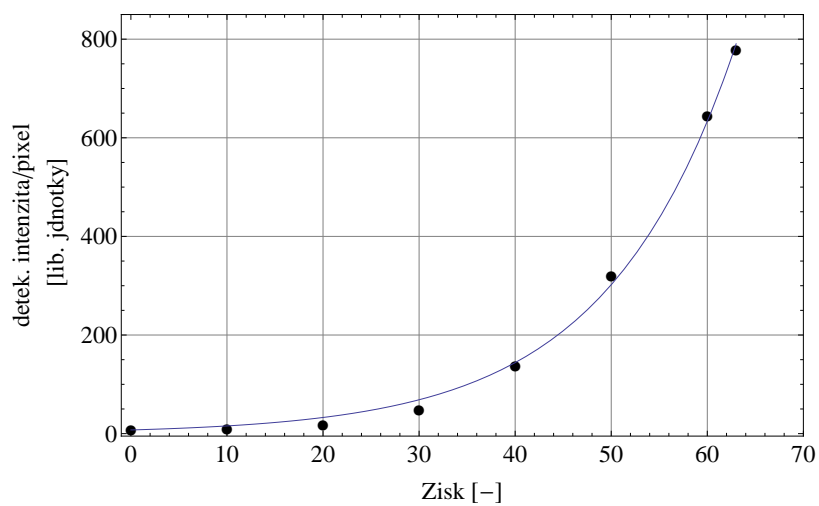
### 3.2.3 Intenzitní kalibrace s proměnnou hodnotou zisku

Cílem tohoto měření bylo zjistit závislost detekované intenzity signálu a šumu na zisku rozmítací kamery při neměnném výkonu zdroje světla. Jako zdroj světla jsme použili obyčejný papír na který jsme posvítili ultrafialovým laserem, díky tomu bělený papírek vykazoval fluorescenci. Světlo z fluorescence jsme navázali do vlákna a přivedli na slit spektroskopu. V prvním měření jsme zisk nastavili na nulu a změřili pozadí, následně jsme změřili signál od kterého jsme pozadí odečetli. Tento postup jsme opakovali pro další hodnoty zisků. Ve všech měřeních jsme sčítali přes deset snímků a exponovali jednu sekundu. Zpracování dat probíhalo stejným způsobem jako v předešlých měřeních. Vstupní parametry i výsledky měření jsou v Tabulce 3.7 a 3.8, data jsme zpracovali také graficky (Obrázky 3.7 a 3.8).

Z grafu na Obrázku 3.7 vyplývá, že závislost velikosti signálu na zisku

Zisk [-]	Intenzita/pixel
0	7,53
10	10,32
20	18,47
30	49,08
40	137,56
50	319,33
60	644,72
63	778,26

Tabulka 3.7: Vstupní parametry a výsledky měření závislosti velikosti signálu na zisku rozmítací kamery.



Obrázek 3.7: Graf závislosti velikosti signálu na zisku rozmítací kamery. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.



Zisk [-]	Intenzita/pixel
0	6,75
10	7,05
20	7,18
30	7,50
40	7,98
50	8,52
60	9,19
63	11,35

Tabulka 3.8: Vstupní parametry a výsledky měření závislosti velikosti šumu na zisku rozmítací kamery.

rozmítací kamery je exponenciální a lze ji popsat funkcí

$$I = Ae^{bx}, \quad (3.2)$$

kde  $A = 7,45$ ,  $b = 0,07$  a  $x$  je zisk

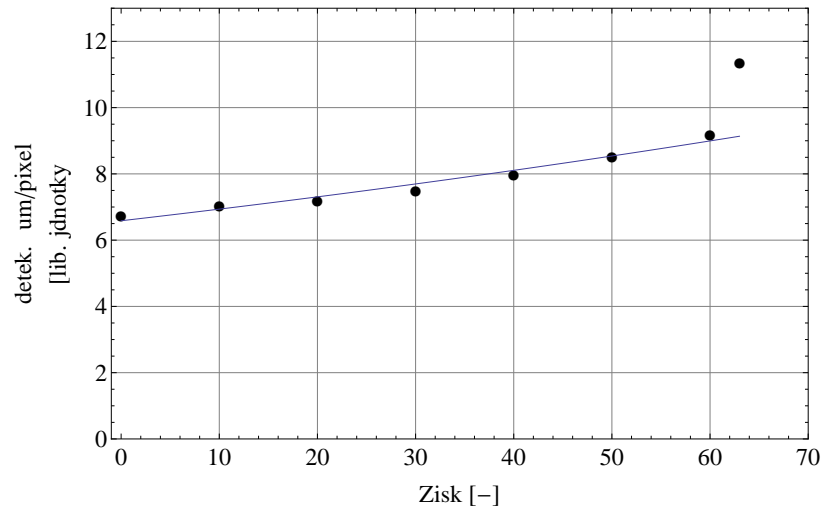
Šum v závislosti na zisku<sup>1</sup> můžeme také popsat exponenciální funkcí ve tvaru

$$I_s = A_s e^{b_s x}, \quad (3.3)$$

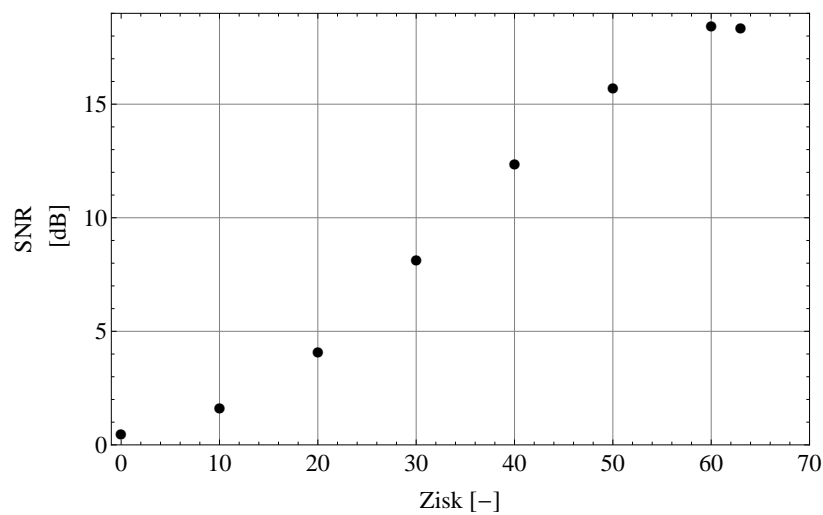
kde  $A_s = 6,59$ ,  $b_s = 0,005$  a  $x$  je zisk. Po srovnání exponentů  $b$  a  $b_s$  vidíme, že  $b_s$  je o řád menší než-li  $b$ . To má za následek to, že šum neroste tak strmě jako signál (Obrázek 3.8), což se projeví zvyšujícím se signal-to-noise ratio (SNR), graf můžeme vidět na Obrázku 3.9.

---

<sup>1</sup>Při fitování jsme nebrali v úvahu poslední bod v grafu (hodnota zisku 63) z důvodu náhodné chyby měření.



Obrázek 3.8: Graf závislosti velikosti šumu na zisku rozmítací kamery. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.



Obrázek 3.9: Graf znázorňující signal-to-noise ratio. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.

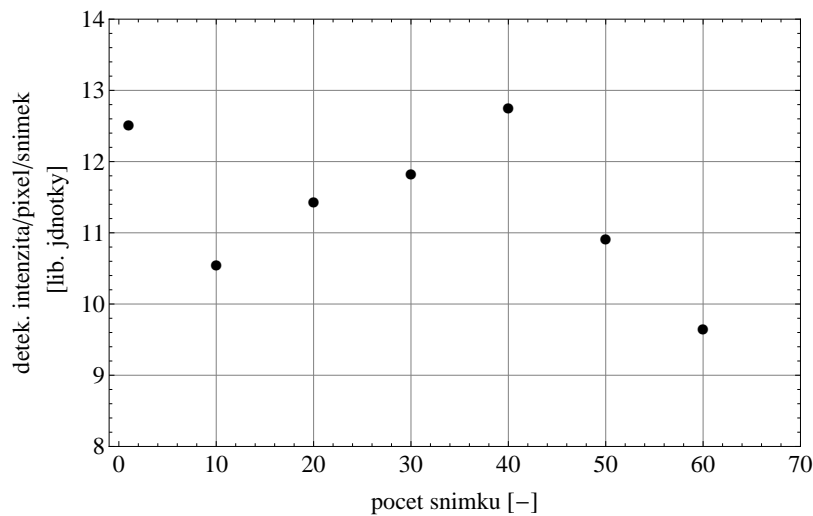
Počet snímků [-]	Intenzita/pixel/snímek
1	12,52
10	10,55
20	11,43
30	11,83
40	12,76
50	10,91
60	9,65

Tabulka 3.9: *Vstupní parametry a výsledky měření závislosti velikosti signálu na počtu sčítaných snímků.*

### 3.2.4 Ověření závislosti detekované intenzity na počtu sečtených snímků

V posledním měření intenzitní kalibrace jsme se zaměřili na problém s proměnným počtem snímků, který se vyskytl v měřeních výše. Cílem tohoto měření bylo zjistit závislost velikosti signálu na počtu sčítaných snímků. Jako zdroj světla jsme použili fluoreskující bělený papírek z předešlého měření. Dobu expozice jsme nastavili na jednu sekundu a změřili pozadí pro sto snímků. Software poté vždy odečetl od signálu odpovídající pozadí. Velikosti signálů jsme normovali na jeden snímek. Data jsme zpracovali stejným způsobem jako v předešlých měřeních. Vstupní parametry i výsledky měření jsou v Tabulce 3.9, data jsme zpracovali také graficky (Obrázek 3.10).

Z grafu na Obrázku 3.10 vidíme, že závislost velikosti signálu na počtu sčítaných snímků není ani konstantní ani lineární.



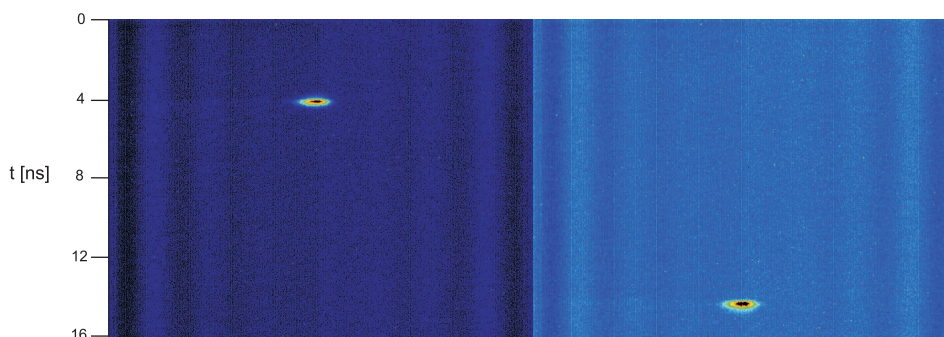
Obrázek 3.10: Graf závislosti velikosti signálu na počtu sčítaných snímků. Chybové úsečky jsou mnohem menší než symboly použité k označení bodů v grafu.

### 3.3 Časová kalibrace

Cílem tohoto měření bylo zjistit, zda rozmítací kamera správně určí posunutí laserového pulzu v čase vzhledem k referenčnímu pulzu. Zpoždění pulzu jsme zajistili delší optickou drahou pulzu ve srovnání s referenčním pulzem. Svazek světla z titan-safírového laseru jsme navázali do vlákna, které jsme nasměrovali na spektroskop. V tomto případě spektroskop pouze nasměroval svazek na fotokatodu rozmítací kamery. V softwaru jsme jako rozmítací modul zvolili single sweep, protože zpoždění mezi pulzy mělo dobou trvání v jednotkách nanosekund. Pomocí softwaru jsme nastavili rozmítací dobu podle Tabulky 3.10. V každém měření byla doba expozice 1 s a sčítali jsme deset snímků. Po změření referenčních pulzů pro jednotlivé rozmítací doby, jsme do optické sestavy, již procházel svazek světla z laseru, vložili další

Rozmítací doba [ns]	Časová souřadnice signálu [ns]
20	4,1
50	17,3
100	53,4

Tabulka 3.10: Vstupní parametry a výsledky měření časové kalibrace pro referenční pulz.



Obrázek 3.11: Srovnání referenčního a zpožděného pulzu s rozmítací dobou 20 ns.

optické vlákno o délce  $(198,6 \pm 0,3)$  cm a indexu lomu 1,46. Došlo tedy k prodloužení dráhy, kterou musí pulz urazit. Dobu o kterou jsme pulz zpozdili jsme spočítali podle vzorce

$$t = \frac{dn}{c}, \quad (3.4)$$

kde  $d$  je délka vlákna,  $n$  index lomu a  $c$  rychlost světla. Vyšlo nám teoretické zpoždění 9,7 ns vzhledem k referenčnímu pulzu. Za stejných podmínek jsme provedli nová měření se zpožděným pulzem (Tabulka 3.11). Vyhodnocení měření opět probíhalo pomocí *Microsoft Excel*, kde jsme si označili oblast signálu laseru a odečetli příslušné časové souřadnice pro střed signálu.

Rozmítací doba [ns]	Časová souřadnice signálu [ns]
20	14,3
50	27,3
100	63,3

Tabulka 3.11: Vstupní parametry a výsledky měření časové kalibrace pro zpožděný pulz.

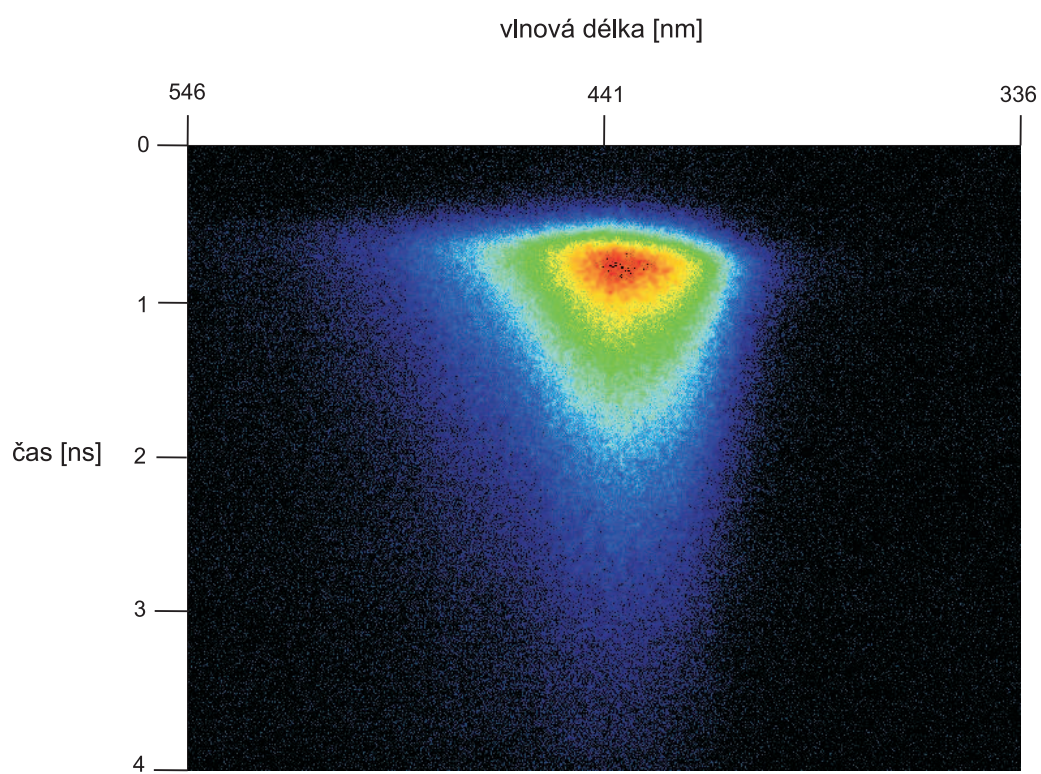
Rozmítací doba [ns]	$\Delta t$ [ns]	Rozdíl proti předpokladu [ns]	Relativní odchylka [%]
20	10,2	0,5	2,5
50	10	0,3	0,6
100	9,9	0,2	0,2

Tabulka 3.12: Výsledky měření časové kalibrace, kde  $\Delta t$  je rozdíl časových souřadnic zpožděného a referenčního pulzu.

Z Tabulky 3.12 vidíme, že se  $\Delta t$ , což je rozdíl časových souřadnic zpožděného a referenčního pulzu, téměř rovná teoretické hodnotě zpoždění pulzu. Nejmenší odchylku od teoretické hodnoty jsme dostali pro rozmítací dobu 100 ns. Což je neobvyklé, nejmenší odchylku bychom čekali pro rozmítací dobu 20 ns. Skutečnost, že tomu tak není si vysvětlujeme tím, že se v optickém vlákne vyskytují vyšší příčné módy. Tyto módy se v optickém vlákne šíří pomaleji, než-li základní mód. Navíc jsme k výpočtu teoretického zpoždění pulzu použili tabulkovou hodnotu indexu lomu pro použitou vlnovou délku, protože výrobce vlákna na internetu skutečné hodnoty neuvádí. Srovnání referenčního a zpožděného pulzu můžeme vidět na Obrázku 3.11.

### 3.3.1 Ukázka časově rozlišené spektroskopie

V měření závislosti detekovaného signálu na zisku rozmítací kamery jsme jako zdroj světla použili bělený papírek, na který jsme posvítili laserem svítícím v UV oblasti elektromagnetického spektra (280 nm). Při dopadu UV záření na bělený papírek jsme pozorovali fluorescenci, kterou jsme zachytili rozmítací kamerou. Na Obrázku 3.12 můžeme vidět dohasínání fluorescence běleného papírku.



Obrázek 3.12: *Fluorescence běleného papíru.*



## Závěr

Cílem této práce bylo popsat a ověřit činnost rozmítací kamery uspořádané pro časově rozlišenou spektroskopii. V teoretické části jsme popsali princip funkce rozmítací kamery a jejich modulů. V této části práce jsme také vysvětlili některé pojmy a přístroje spojené s rozmítací kamerou.

Činnost rozmítací kamery jsme ověřovali měřeními, která měla za úkol posoudit vlastnosti rozmítací kamery a případně navrhnout postup pro kalibraci.

Z měření intenzitní kalibrace jsme se dozvěděli, že nemůžeme srovnávat hodnoty signálu s různým počtem exponovaných snímků. Tyto hodnoty se nebudou shodovat důsledkem analogového převodníku, který se nechová lineárně. Na druhou stranu závislost velikosti signálu na expoziční době byla lineární, proto zde dodatečné kalibrace není potřeba. Z intenzitních měření jsme dále zjistili, že závislost detekovaného signálu na zisku rozmítací kamery je exponenciální a že s rostoucím ziskem roste poměr signál/šum (signal-to-noise ratio).

V měření časové kalibrace jsme zjistili, že se teoretická hodnota zpoždění pulzu téměř rovná experimentálním hodnotám. Dodatečná kalibrace tedy není potřebná.

# Literatura

- [1] Szabolcs, How do i plot a plane EM wave. In: mathematica.stackexchange.com [online]. February 19, 2012 15:08. Dostupný z: <http://mathematica.stackexchange.com/questions/1987/how-do-i-plot-a-plane-em-wave>
- [2] FEYNMAN, Richard Phillips, Robert B LEIGHTON a Matthew SANDS. Feynmanovy přednášky z fyziky 2: revidované vydání s řešenými příklady. 2. vyd. Překlad Ivan Štoll. Praha: Fragment, 2013, 3 sv. (xii, 732, 806, 435 s.). ISBN 978-80-253-1643-6
- [3] Kamil Postava, Fyzika III - Optika. In: nanotechnologie.vsb.cz [online]. Institut fyziky, VŠB Technická univerzita Ostrava, 2010. Dostupný z: [http://nanotechnologie.vsb.cz/Studiumbc/fyzikaIII optika 2.pdf](http://nanotechnologie.vsb.cz/Studiumbc/fyzikaIII/optika%202.pdf)
- [4] FEYNMAN, Richard Phillips, Robert B LEIGHTON a Matthew SANDS. Feynmanovy přednášky z fyziky 1: revidované vydání s řešenými příklady. 2. vyd. Překlad Ivan Štoll. Praha: Fragment, 2013, 3 sv. (xii, 732, 806, 435 s.). ISBN 978-80-253-1642-9
- [5] PENROSE, Roger. The road to reality: a complete guide to the laws of the universe. 1st Vintage Books ed. New York [N.Y.]: Vintage Books,

2007, xxviii, 1099 s. ISBN 9780679776314

- [6] RIEKE, G. Detection of light: from the ultraviolet to the submillimeter. 2nd ed. New York, NY: Cambridge University Press, 2003, xi, 363 p. ISBN 0521017106
- [7] JACKSON, John David. Classical electrodynamics. 3rd ed. New York, N.Y.: Wiley, c1999, xxi, 808 p. ISBN 047130932x-
- [8] Karel Rusňák. Přenos energie elektromagnetickým vlněním. Katedra fyziky, Fakulta aplikovaných věd, Západočeská univerzita v Plzni. 2005-11. Navštíveno 2015-5-25
- [9] HADERKA, Ondřej. Detekce světla [online]. Olomouc, 2012 [cit. 2015-05-03]. Dostupné z: <http://jointlab.upol.cz/haderka/ds/detsvet.pdf>. Skriptum. Univerzita Palackého v Olomouci.
- [10] MACHALA, Libor. Cvičení z atomové a jaderné fyziky. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2006, 75 s. ISBN 80-244-1269-1.
- [11] Hamamatsu Photonics K. K., Guide to streak camera, Hamamatsu Photonics K. K., Japan, 2008
- [12] Brand, John C. D. (1995). Lines of Light: The Sources of Dispersive Spectroscopy, 1800 - 1930. Gordon and Breach Publishers. pp. 37-42. ISBN 2884491627
- [13] W. S. Boyle and G. E. Smith (April 1970). "Charge Coupled Semiconductor Devices". Bell Sys. Tech. J. 49 (4): 587-593.

- [14] Hamamatsu Photonics K. K., Universal Streak Camera C10910 Series, Hamamatsu Photonics K. K., Japan, 2014
- [15] Princeton Instruments, Operating Instructions Acton Series SP-2300i, In: [www.princetoninstruments.com](http://www.princetoninstruments.com) [online]. Dostupný z: <ftp://ftp.princetoninstruments.com/public/Manuals/Acton/SP-2300i.pdf>