

**Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích  
Přírodovědecká fakulta**

## **Sestrojení experimentů z kvantové mechaniky**

Diplomová práce

**Bc. Jan Štěpánek**

Školitel: Mgr. Marcel Fuciman, PhD.

České Budějovice 2022

Štěpánek J., 2022: Sestrojení experimentů z kvantové mechaniky. [Construction of Quantum mechanical experiments. Mgr. Thesis, in Czech] – 99 p., Faculty of Science, University of South Bohemia, České Budějovice, Czech Republic.

### **Annotation**

The aim of this master thesis is to prepare two laboratory experiments of Quantum mechanics (Proof of the Existence of Photons and Single-Photon Interference). The theoretical part summarizes concepts necessary to understand and explain behaviour observed in experiments. Other part briefly describes computing background, which was adjusted for the purpose of this work (FPGA card as Coincidental Computing Unit (CCU), description of LabView VI). Part of this thesis is to prepare and align optical paths of these experiments, perform demonstration, prepare manual for students to laboratory training and provide technical support for tutors (aligning hints and trouble-shooting section).

### **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem autorem této kvalifikační práce a že jsem ji vypracoval pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu použitých zdrojů.

V Českých Budějovicích dne 13. dubna 2022

.....

Podpis studenta



## **Poděkování**

Děkuji vedoucímu své diplomové práce Mgr. Marcelovi Fucimanovi, Ph.D za odborné i metodické vedení práce, za předávání cenných zkušeností při práci s optickými přístroji, za rady při vyhodnocení výsledků a věnovaný čas. Zvláště oceňuji jeho vstřícnost, podporu a ochotu pomoci vždy, když bylo potřeba.

Dále bych rád poděkoval Mgr. Tomášovi Fesslovi, Ph.D za materiální podporu (zapůjčení detektorů) v období prosinec (2020) – únor (2021).

# OBSAH

Seznam zkratk.....	
Úvod .....	1
1 Teorie.....	3
1.1 Základní poznatky.....	3
1.1.1 Motivace .....	3
1.1.2 Polarizace, polarizační analyzátory a kompenzátory .....	4
1.1.3 Spontánní sestupná parametrická frekvenční konverze.....	6
1.1.4 Interference .....	8
1.2 Důkaz existence fotonu.....	10
1.2.1 Klasická pole .....	10
1.2.2 Semiklasická teorie fotodetekce .....	12
1.2.3 Tři-detektorové měření .....	13
1.2.4 Kvantová pole.....	14
1.3 Průchod jednotlivých fotonů interferometrem.....	16
1.3.1 Interference jednotlivých fotonů .....	16
1.3.2 Koherence a koherenční délka.....	18
1.3.3 Popis fungování polarizačního interferometru .....	20
2 Technická dokumentace .....	23
2.1 Použitý materiál a jeho parametry .....	23
2.1.1 Zdroj čerpacího paprsku .....	23
2.1.2 Detektory .....	24
2.1.3 Sestupně konverzní krystal .....	26
2.1.4 Ladicí laser .....	26

2.1.5	FPGA karta naprogramovaná na koincidenční jednotku.....	26
2.1.6	Polarizační analyzátory a kompenzátory .....	28
2.1.7	Použité filtry .....	30
2.1.8	Krokovací motor.....	32
2.2	Optimalizace výpočetního prostředí .....	32
2.2.1	Zprovoznění krokovacího motoru .....	32
2.2.2	Popis pracovního prostředí VI „Coincidence_Proof_Interference.vi“ .....	34
2.2.3	Sběr dat.....	36
3	Experimenty .....	38
3.1	Důkaz existence fotonu.....	39
3.1.1	Dvou-detektorové měření .....	41
3.1.2	Tří-detektorové měření .....	41
3.2	Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem.....	41
3.2.1	Koherenční délka a maximum viditelnosti interference.....	44
3.2.2	Vymizení kvantové informace.....	44
3.2.3	Částice a vlny .....	46
3.3	Další možná uspořádání experimentů.....	46
3.4	Ladící postupy a sekce odstraňování problémů .....	48
3.4.1	Vyladění optické dráhy.....	48
3.4.2	Pravidla v laboratorních úloh .....	53
3.4.3	Zprovoznění výpočetní sestavy experimentu .....	54
3.4.4	Tipy a triky pro obsluhu .....	54
4	Naměřená data .....	56
4.1	Matematický aparát a chyby měření .....	56
4.2	Pozadí.....	58

4.3	Měření spontánní sestupné parametrické konverze .....	59
4.3.1	Závislost počtu koincidence na pozici sběrné optiky .....	59
4.3.2	Závislost na zdrojovém napětí .....	60
4.3.3	Koincidence AB .....	61
4.3.4	Časové rozlišení koincidence .....	64
4.4	Důkaz existence fotonu .....	65
4.4.1	Dvou-detektorové měření .....	66
4.4.2	Tří-detektorové měření .....	71
4.4.3	Měření experimentů s RP .....	73
4.5	Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem .....	73
4.5.1	Koherenční délka a maximální viditelnost interference .....	75
4.5.2	Vymizení kvantové informace .....	79
4.5.3	Částice a vlny .....	83
4.5.4	Měření s Rochonovým polarizátorem .....	84
5	Diskuse .....	86
5.1	Důkaz existence fotonu .....	86
5.1.1	Shrnutí měření .....	87
5.2	Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem .....	88
5.2.1	Porovnání Rochonova polarizátoru a polarizačního děliče svazku .....	91
5.3	Zadání laboratorních úloh .....	91
5.4	Další podobné experimenty .....	92
5.4.1	Hongův-Ouův-Mandelův interferometr .....	92
5.4.2	Interference dvou fotonů .....	93
5.4.3	Měření kvantového stavu .....	93
5.4.4	Experiment se zpožděnou volbou .....	93

5.4.5 Test lokálního realismu a teorie skrytých proměnných.....	93
Závěr.....	94
Seznam použité literatury .....	95
Seznam příloh.....	99

## SEZNAM ZKRATEK

BDP = oddělovač polarizovaných svazků (angl. beam-displacing polarizer)

CCU = koincidenční jednotka (angl. coincidence counting unit)

DC krystal = sestupně konverzní krystal (angl. down-conversion crystal)

HWP *nebo*  $\lambda/2$  = půlvlnná destička (angl. half-wave plate)

PBS = krychlový polarizační dělič svazků (angl. polarization beam splitter)

PI = polarizační interferometr

RP = Rochonův polarizátor

SPCM = čítač jednotlivých fotonů (angl. single-photon counting module)

SPDC = spontánní sestupná parametrická frekvenční konverze (angl. spontaneous parametric down-conversion)

VI = program v prostředí LabView využívající virtuální rozhraní

# ÚVOD

Kvantová teorie, která se poněkud vymyká intuitivnímu (makroskopickému) vnímání světa, vyžaduje ke svému porozumění jistou proměnu myšlení [1]. Její předpovědi bývají těžko představitelné a samotné pochopení může selhat na samotné vzdálenosti tématu, neuchopitelnosti. S příchodem technologií založených na poznacích a principech kvantové fyziky (kvantové počítače, kódování, kryptografie) roste potřeba kvalitně vzdělávat studenty v základech kvantové teorie (mechaniky, optiky). Matematický aparát kvantové mechaniky může být pro některé studenty příliš abstraktním vyjádřením principů, proto se jako vhodný nástroj porozumění nabízí experimenty, přinášející seznámení se se samotnými jevy a principy [1][2].

Cílem práce je sestavení a realizace dvou experimentů – *Důkaz existence fotonů* (někdy označovaný jako Grangierův experiment) a *Příchod jednotlivých fotonů interferometrem*. Společným jmenovatelem obou pokusů je nutná podmínka vytvoření fotonových párů, k jejichž produkci je možné použít spontánní sestupnou parametrickou frekvenční konverzi (dále jen SPDC), ve které jsou tyto fotony vyprodukovány současně (mají stejný původ) a mají provázanou energii a hybnost. Toho je možné využít i pro další experimenty, jako např. měření kvantového stavu, ověření platnosti Bellových nerovností, experiment se zpožděnou volbou (skrytými proměnnými) a další [3]. Inspirací experimentů v této práci byla laboratorní cvičení v knize „*Quantum mechanics: Theory and experiment*“ od Marka Becka [4].

Úvodní kapitola obsahuje teoretický základ obou experimentů. Na ní navazuje kapitola popisující použitý materiál a část obsahující podrobný popis virtuálního pracovního prostředí, která slouží především pro odbornou obsluhu. Následuje kapitola popisující uspořádání sestavy na optickém stole, popis provedení a ladící postupy experimentů. Navazuje kapitola s naměřenými daty a výpočty experimentů, diskuse a závěr. V přílohách je poté možné najít fotodokumentaci a laboratorní deník se zadáním do studentských laboratorních praktik. Mimo tento dokument přikládám program sestavený v prostředí LabView sloužící ke sběru dat, ovládání a výpočetním procesům obou experimentů.

Tyto pokusy mohou sloužit jako součást vysokoškolského kurzu kvantové teorie (obohatit přednášku nebo i jako samostatná laboratorní cvičení), svou názorností mohou pomoci popularizaci vědy a zvýšit tak zájem o studium fyziky.



# 1 TEORIE

V této kapitole se nachází základní teoretický podklad pro oba experimenty. V kapitole se základními poznatky jsou představeny základní jevy, které jsou různě využívány a na které je odkazováno v rámci příslušných experimentů.

## 1.1 Základní poznatky

### 1.1.1 Motivace

Na počátku minulého století se rodila moderní fyzika a jednou z ústředních otázek bylo, zda je světlo částice nebo vlna. V současné době víme, že světlo má částicový i vlnový charakter – mluvíme o tzv. vlnově-korpuskulárním dualismu [5]. V roce 1905 navrhl A. Einstein, že světlo je možné chápat jako složené z částic, neboli že elektromagnetické záření je složené z modů, přičemž energie každého modu nemůže být spojitě proměnná, ale je kvantována [6]. Platnost byla ukázána pomocí studia fotoefektu (fotoelektrického jevu), kdy jsou elektrony uvolňovány z atomového obalu v důsledku absorpce elektromagnetického záření (světla) [6].

Důkaz částicové podstaty světla pomocí fotoefektu není jednoznačný, neboť existuje vysvětlení pomocí semiklasické teorie detekce (vlnového chápání světla, kvantového chápání detektoru), které přinesli v 60. letech minulého století Lamb a Scully [7]. Hlubší studium teoretických a experimentálních projevů světla (ať už vlnových nebo částicových) přispívá v současné době především k rozvoji kvantové teorie [6]. Elektromagnetickou teorii záření, obohacenou o kvantové děje, rozpracovává více kvantová elektrodynamika [5].

Po prokázání částicové podstaty světla bylo nutné se s interferenčními a difrakčními jevy, které vedly k přijetí vlnové teorie světla v 19. století, vypořádat [8]. Experimenty ukázaly, že interferenční jevy jsou přítomny i při velmi nízkých intenzitách světla, dokonce i jediný foton interferuje (sám se sebou) [9]. K podrobnému zkoumání interference je možné použít interferometr, optický přístroj založený na interferenci vln [10]. V interferometru dochází k rozdělení vstupního světelného svazku a následně k jeho spojení, přičemž interference vzniká jen za určitých podmínek (viz kap 1.1.3). Jednotlivé optické dráhy světla v interferometru nazýváme rameny interferometru.

Náročnost připravovaných experimentů je do značné míry závislá na přípravě jedno-fotonových stavů světla. Běžné zdroje světla (rozžhavené vlákno, výboj v plynu, laser) nemohou zaručit (a to ani při velmi nízkých intenzitách), že se v interferometru nebude vyskytovat najednou více než jeden foton a je proto nutné využít způsobů, které umožní připravit stavy světla, které se jedno-fotonovým blíží [9]. Elegantním řešením je SPDC, další možností je využití kaskádního přechodu produkovaného řídkým svazkem excitovaných vápníkových atomů, který použili ve svém experimentu A. Aspect a P. Grangier [11]

### 1.1.2 Polarizace, polarizační analyzátoary a kompenzátoary

Polarizace světla je dána směrem vektoru elektrického pole vlny  $\vec{E}$  [6]. Elektrické pole šířící se ve směru osy  $z$  je možné pro polohu  $z$  v čase  $t$  popsat jako

$$\vec{E}(z, t) = \vec{e}_x E_x(z, t) + \vec{e}_y E_y(z, t), \quad (1.1.1)$$

kde  $\vec{e}_x, \vec{e}_y$  jsou jednotkové bázové vektory v příslušných souřadnicích a komponenty  $E_x(z, t), E_y(z, t)$  jsou dány vztahy

$$E_x(z, t) = E_{x0} \cos(\omega t - kz) \quad \text{a} \quad E_y(z, t) = E_{y0} \cos(\omega t - kz + \phi). \quad (1.1.2)$$

Zde  $E_{x0}, E_{y0}$  jsou amplitudy vlny v příslušných souřadnicích,  $\omega$  kruhová frekvence,  $k$  vlnový vektor a  $\phi$  fázový posun mezi složkami vlny [6]. Úpravou rovnic (1.1.2), kdy předpokládáme vztah  $\omega t - kz = \text{konst.}$  a následně jeho odečtením, je možné dostat obecný vztah mezi komponentami elektrického pole v rovině  $x, y$  [6]

$$\frac{E_x^2}{E_{x0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y0}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{x0}} \frac{E_y}{E_{y0}} \cos \phi = \sin^2 \phi. \quad (1.1.3)$$

Vztah (1.1.3) odpovídá křivce druhého řádu, tedy konec vektoru  $\vec{E}$  opisuje elipsu. Polarizace vlny je dána relativní velikostí  $E_{0x}$  a  $E_{0y}$ , a jejich fázovým posunem  $\phi$  [4]. Podle směru otáčení vektoru  $\vec{E}$  v rovině  $x, y$  je rozlišována pravotočivá ( $\phi > 0$ ) nebo levotočivá polarizace.

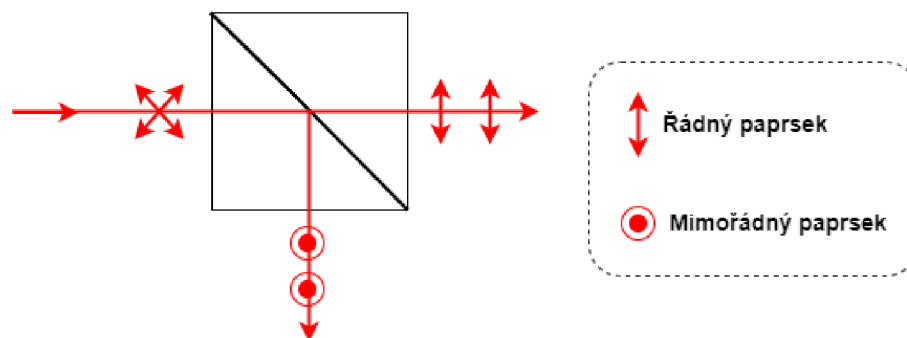
Pro případ  $E_{x0} = E_{y0}$  a  $\phi = m \frac{\pi}{2}$ , kde  $m = \pm 1, \pm 3, \dots$  opisuje konec vektoru  $\vec{E}$  kružnici, mluvíme o kruhové polarizaci [6]. V případě  $\phi = m\pi$ , kde  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , mluvíme o

lineárně polarizovaném světle. Pokud se směr vektoru elektrického pole mění v čase nahodile, světlo je označováno jako nepolarizované [8].

Polarizace vlny je možné dosáhnout pomocí optického prvku (např. polarizátoru), nebo pomocí určitého jevu (např. odrazem světla pod Brewsterovým úhlem). Ke změně polarizace vlny je možné použít různé optické prvky, např. lineární polarizátor, polarizační dělič svazku, vlnové destičky [12].

K analýze polarizačních vlastností světla slouží polarizační analyzátor [10]. Analyzátor propustí jen světlo o dané polarizaci, tedy zároveň funguje polarizátor – optický prvek, který převádí světlo s libovolnými polarizačními vlastnostmi (nepolarizované) na světlo polarizované (lineárně, kruhově, elipticky) [10][12]. Dvojlomné polarizátory jsou založené na vlastnostech šíření světla v anizotropním materiálu – kdy se různými směry šíří řádný a mimořádný svazek světla. Příkladem polarizačních hranolů může být Nicolův hranol, Wollastonův hranol, Glanův-Thompsonův hranol, Glanův-Taylorův hranol a Rochonův polarizátor.

Na obr. 1.1 je znázorněno schéma krychlového polarizačního děliče svazku s vlastností, kdy horizontálně polarizované světlo **H** prostoupí (rovně) a světlo s vertikální polarizací **V** odraženo (vpravo). V případě dopadajícího světla s polarizací **H**, všechno světlo prostoupí, v případě polarizace **V** dojde k odrazu. V případě dopadajícího světla polarizovaného šikmo, např. s úhlem polarizace  $45^\circ$ , bude na děliči svazku s poměrem rozdělení 50:50 světlo s pravděpodobností 50 % prostoupí (a následně bude polarizováno **H**), s pravděpodobností 50 % bude odraženo (s polarizací **V**).



Obr. 1.1: Schéma funkce krychlového polarizačního děliče svazku (PBS) – svazek dopadající na PBS je lineárně polarizován s úhlem polarizace  $45^\circ$ .

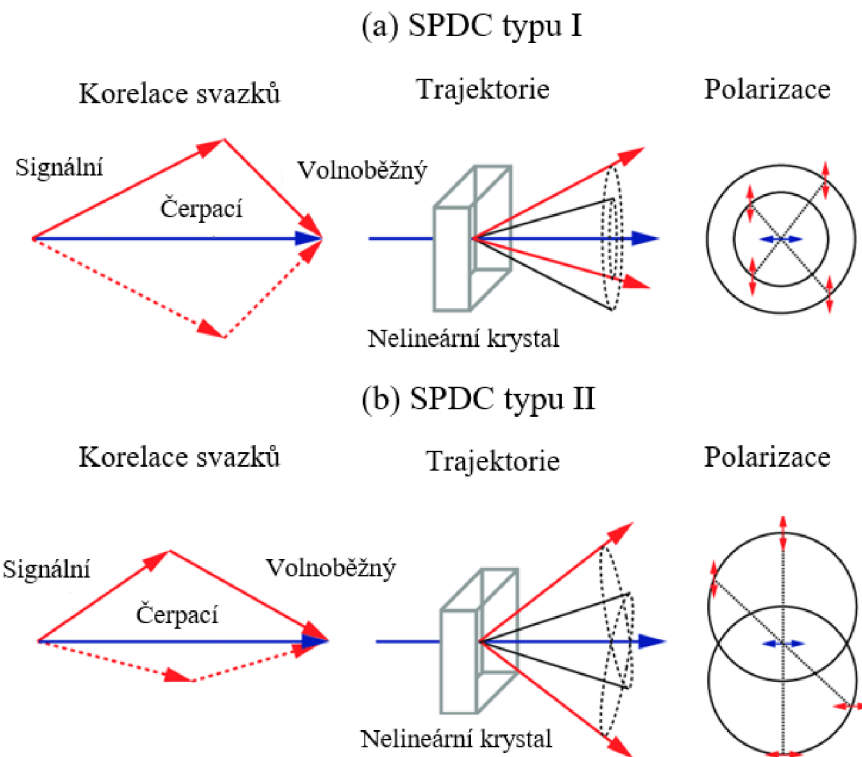
Kompenzátor dovoluje nastavit libovolné fázové zpoždění mezi řádnou a mimořádnou vlnou [6]. Mezi kompenzátory se řadí čtvrtvlnová, půlvlnová nebo skleněná planparalelní destička, klín, anebo různé kombinace hranolů z dvojlomných materiálů (Babinetův a Soleilův kompenzátor) [10]. Ke stočení roviny lineárně polarizovaného světla o definovaný úhel  $\varphi$  se používá půlvlnná destička, kde  $\theta$  je úhel natočení destičky, který odpovídá úhlu sevřeném rychlou optickou osou destičky a směru vektoru  $\vec{E}$  dopadajícího světla [6]

$$\varphi = 2\theta. \quad (1.1.4)$$

### 1.1.3 Spontánní sestupná parametrická frekvenční konverze

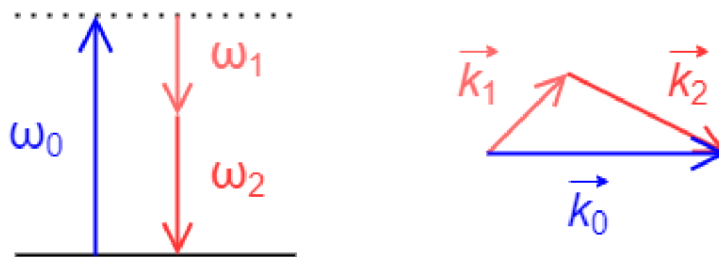
V případě SPDC je konvertované světlo (fotonové páry) generováno v nelineárním optickém prostředí, kde dochází ke spontánní přeměně čerpacího svazku (fotonu) na dva subfrekvenční [6]. Podle polarizace subfrekvenčních svazků (fotonů) se rozlišuje SPDC dvojího typu<sup>1</sup>: oba subfrekvenční svazky jsou řádné (mají stejnou polarizaci) – sfázování typu I; jeden svazek řádný a druhý mimořádný (mají vzájemně kolmé polarizace) – sfázování typu II (viz obr. 1.2) [9]. Příslušného sfázování je možné dosáhnout vhodnou volbou, vybroušením a natočením krystalu.

<sup>1</sup> Všechny polarizace jsou zde lineární.



Obr. 1.2: Sfázování SPDC typu I (a), typu II (b) [13]

Subfrekvenční fotony (fotonové páry) jsou korelované energeticky i směrově, v případě SPDC Typu II je možné připravit i korelované polarizace [9]. Obecně mohou být směry všech tří fotonů vzájemně různé, neboť indexy lomu se mohou v krystalu pro různé frekvence a směry lišit (obecně je proces SPDC nekolineární) [9], celková energie a hybnost se přitom zachovávají (viz obr. 1.3).



Obr. 1.3: Grafické znázornění zákona zachování energie (vlevo) a hybnosti (vpravo), vytvořeno podle [14]

Zákonu zachování energie odpovídá rovnice (1.1.5), kde  $\omega_0$  označuje úhlovou frekvenci čerpacího paprsku, indexy 1, 2 označují signální a volnoběžný paprsek (v tomto pořadí)

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2. \quad (1.1.5)$$

Zákon zachování hybnosti odpovídá klasické fázové podmínce, ve které si musí vlnové vektory vstupu a výstupu odpovídat

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (1.1.6)$$

Úhlové frekvence a vlnové vektory jsou závislé podle vztahu (1.1.7), kde  $n_0(\omega_0)$  je index lomu čerpacího paprsku dané frekvence

$$k_0 = \frac{n_0(\omega_0)\omega_0}{c}, \quad (1.1.7)$$

tento vztah analogicky odpovídá signálnímu a volnoběžnému paprsku [7].

SPDC, kdy je na vstupu pouze čerpací svazek (vlna), je ryze kvantovým procesem – klasické rovnice vázaných vln žádné odpovídající řešení nenabízí (jen v případě uvažování zesíleného vnějšího šumu) [9].

#### 1.1.4 Interference

Interference je jev, kdy při překrytí dvou nebo více světelných svazků dochází k osvětlení, které není prostým součtem osvětlení jednotlivými svazky [10]. Podle skládání vln může být ve výsledku intenzita světla zesilována (konstruktivní interference) nebo zeslabována (destruktivní interference) [8]. Při interferenci (ať už je světlo koherentní či nikoli) nezaniká energie světla, pouze se na stínítku přerozdělí, průměrná hodnota intenzity má stejnou hodnotu [8]. Makroskopickou interferenci je možné pozorovat i lidským okem, např. na tenké vrstvě, na dvojštěrbíně nebo při průchodu světla interferometrem [12].

Schopnost světla interferovat je popsána pomocí koherence světla (viz kap. 1.3.2). Dekoherece je jev (stav systému), kdy dojde ke ztrátě pozorování interference. Interference může vymizet z důvodu kolapsu vlnové funkce (např. měřením), ale i v případě, kdy informaci o cestě fotonu interferometrem neobdrží pozorovatel (není použito klasického měřicího přístroje). To se děje i v případě, kdy vznikne korelace (entanglement) mezi dráhou fotonu a

jeho polarizací – polarizace nese informaci o průchodu fotonu interferometrem (kterým ramenem prošel). [9] Během měření dochází ke vzniku entanglementu mezi kvantovým systémem a prostředím – část informace přechází ze systému do korelací systému a prostředí, a tedy dochází ke ztrátě koherence – dekoherenci.

Svazky světla s ortogonální polarizací spolu neinterferují – při průchodu světla anizotropním krystalem se nemění celková intenzita, která se nemění ani při změně relativních fází mezi oběma paprsky. Fázový rozdíl mezi řádným a mimořádným paprskem má vliv na výslednou polarizaci světla při výstupu z krystalu – to je možné pozorovat, pokud je světlo následně analyzováno polarizátorem. Tento jev je nazýván jako „interference polarizovaných svazků“, kdy je možné pozorovat interferenci na stínítku za polarizátorem [6].

Jev interference, dokládající vlnové vlastnosti, je možné pozorovat i u jiných částic, než jsou jen částice světla (fotony). Částicové interferenční jevy byly objeveny v roce 1927 při rozptylu elektronů na krystalech. U hmotných částic jsou vlnové vlastnosti popsány Schrödingerovou vlnovou funkcí [9]. Kvantová teorie popisuje všechna kvanta (fotony, elektrony, kvarky, gluony), např. pomocí experimentů s neutrony je možné určit strukturu krystalických látek.

Interference světla je do určité míry způsobena schopností skupinového (seskupeného) chování fotonů a přitom se po dlouhou dobu udržet v tzv. čistém kvantovém stavu (vyhnout se interakci s okolím) [9]. Výhodou pokusů se světlem je vlastnost, že světlo poměrně slabě ztrácí koherenci (vzájemné fázové poměry se zachovávají po relativně dlouhou dobu), což je dáno i tím, že fotony vzájemně neinteragují (alespoň ne přímo) [9].

Dekoherence hmotných částic je zpravidla způsobena intenzivní interakcí částic jak se svým okolím, tak mezi sebou [9]. Za určitých podmínek (např. velmi nízkých teplot) je možné částicové interferenční jevy pozorovat i na makroskopické úrovni (např. vymizení elektrického odporu supravodivých látek, vymizení viskozity supratekutých látek), nebo vytvořit analogický přístroj optického interferometru – elektrický supravodivý obvod s Josephsonovými spoji [1].

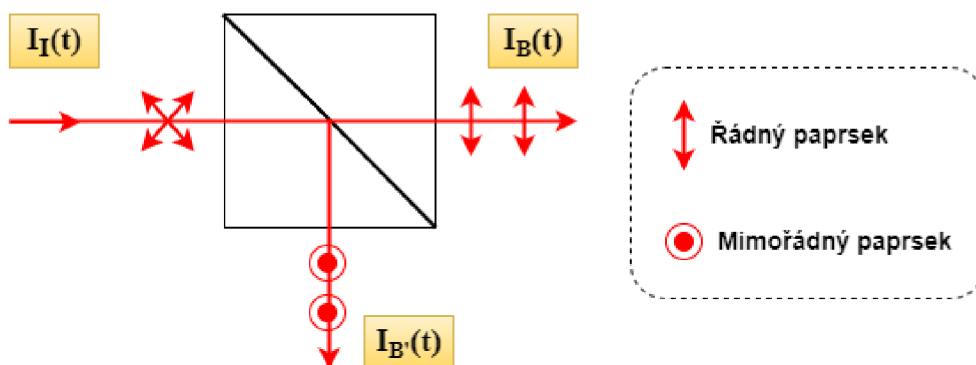
## 1.2 Důkaz existence fotonu

Podle klasické (vlnové) teorie je světlo elektromagnetická vlna, podle kvantové mechaniky (elektrodynamiky) má světlo vlnové i částicové vlastnosti, a tato kvanta (částice) se nazývají fotony. V případě experimentu *Důkaz existence fotonu* je demonstrován diskrétní projev světla (fotonů). Z hlediska detekce jednotlivých fotonů (a dokázání jejich částicové podstaty) je potřeba se vypořádat s jevem diskrétní (skokové) detekce, kdy světlo není možné měřit přímo a namísto toho je měřen elektrický proud z detektoru (který má částicovou podstatu díky částicové podstatě proudu – elektronům) [9]. Pozorování diskrétních hodnot při měření je nezbytná podmínka, nikoli postačující [4]. Důkaz bude proveden nepřímo – provedením měření, jehož výsledky není možné vysvětlit pomocí klasické (vlnové) teorie [4].

Experiment byl prvně demonstrován (předveden) skupinou Grangier, Roger a Aspect (v roce 1986) s myšlenkou, že dopadající foton na dělič svazku může prostoupit nebo se odrazit, nemůže však být detekován na obou výstupech [11]. Přítomnost fotonu je zajištěna pomocí SPDC, kdy při podmínění signálního paprsku detekcí volnoběžného paprsku vytvoříme projekci signálního paprsku do jedno-fotonového stavu [4].

### 1.2.1 Klasická pole

Pojmem klasické pole je myšlena elektromagnetická vlna, která je úplně popsána pomocí Maxwellových rovnic [7]. Obr. 1.4 popisuje situaci, kdy pole s intenzitou  $I_I(t)$  dopadá na dělič svazku, který dělí pole na propuštěné ve směru detektoru  $B$  o intenzitě  $I_B(t)$  a na odražené ve směru detektoru  $B'$  o intenzitě  $I_{B'}(t)$ .



Obr. 1.4: Rozdělení intenzity polarizačním děličem svazku



Korelace mezi intenzitami polí  $I_B(t)$  a  $I_{B'}(t)$  je dána koherenční funkcí druhého řádu  $g_{B,B'}^{(2)}(\tau)$ , jež je funkcí časového zpoždění  $\tau$  mezi intenzitou měření [4]:

$$g_{B,B'}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_B(t + \tau) I_{B'}(t) \rangle}{\langle I_B(t + \tau) \rangle \langle I_{B'}(t) \rangle}, \quad (1.2.1)$$

kde  $\langle \rangle$  označuje střední hodnotu příslušné veličiny. V případě stacionárního<sup>2</sup> zdroje světla jsou střední hodnoty rovny průměru daného souboru [4]. Na děliči svazku o koeficientu prostupnosti  $T$  a koeficientu odrazivosti  $R$  jsou propuštěná, odražená a dopadající intenzita ve vztahu

$$I_B(t) = T I_I(t) \text{ a } I_{B'}(t) = R I_I(t). \quad (1.2.2)$$

V případě současných korelací intenzity (případ  $\tau = 0$ ) a s úpravou pomocí rovnic (1.2.2) je možné upravit vztah (1.2.1) na

$$g_{B,B'}^{(2)}(0) = g_{I,I}^{(2)}(0) = \frac{\langle [I_I(t)]^2 \rangle}{\langle I_I(t) \rangle^2} = g^{(2)}(0) \quad (1.2.3)$$

a, který je nezávislý na koeficientech děliče svazku [7]. Podle Cauchy-Schwartzovy nerovnosti platí vztah  $\langle [I_I(t)]^2 \rangle \geq \langle I_I(t) \rangle^2$ , který vychází ze definice vztahu pro výpočet variance intenzity, kde variance nutně musí být kladné číslo ( $\Delta I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 \geq 0$ , a tedy  $\langle I^2 \rangle \geq \langle I \rangle^2$ ) [9]. Z toho vyplývá nerovnost koherenční funkce pro klasická pole

$$g^{(2)}(0) \geq 1 \text{ (klasická pole)}. \quad (1.2.4)$$

V rovnici (1.2.4) platí rovnost v případě, kdy vstupní intenzita je dokonale stabilní (bez kolísání), zatímco pro kolísající intenzity pole je koherenční funkce druhého řádu vyšší než jedna. Stabilnímu zdroji se experimentálně nejvíce blíží světlo laseru, kdy je možné dosáhnout hodnoty  $g^{(2)}(0) = 1$ , nezávisle na jeho zeslabení. Při použití nestabilního zdroje (produkující „chaotické“ světlo, např. světlo z tepelného zdroje) je možné dosáhnout hodnoty  $g^{(2)}(0) = 2$  [7].

---

<sup>2</sup> V čase se nemění vlastnosti zdroje.

### 1.2.2 Semiklasická teorie fotodetekce

V rámci experimentu není měřena intenzita přímo, ale je možné měřit fotodetekci, při níž je foton pohlcen a dojde k detekci volného elektronu, nikoli samotného pole. Semiklasická teorie fotoelektrické detekce přistupuje ke světlu podle klasické teorie a k fotodetektoru kvantově-mechanicky [4]. Podle této teorie je konverze spojitých elektromagnetických vln do diskrétních hodnot (foto)elektronů náhodným procesem. Pravděpodobnost detekce jednoho fotonového pulzu z detektoru v krátkém časovém intervalu  $\Delta t$  je přímo úměrná průměru intenzity pole  $\langle I_B(t) \rangle, \langle I_{B'}(t) \rangle$  dopadajícího na detektor B, B'

$$P_B = \eta_B \langle I_B(t) \rangle \Delta t, \quad P_{B'} = \eta_{B'} \langle I_{B'}(t) \rangle \Delta t, \quad (1.2.5)$$

kde  $\eta$  je konstanta charakterizující efektivitu detekce (účinnost) příslušného detektoru [9]. Podle (1.2.5) se pravděpodobnost detekce se zvyšuje se zvětšující se intenzitou, je přímo úměrná délce časového intervalu a účinnost detekce je konstantní (při neměnné intenzitě) [4].

Pravděpodobnost společné detekce v krátkém časovém okně  $\Delta t$  na detektoru B', a po čase  $\tau$  detekce na detektoru B je dána vztahem

$$P_{BB'}(\tau) = \eta_B \eta_{B'} \langle I_B(t + \tau) I_{B'}(t) \rangle \Delta t^2. \quad (1.2.6)$$

Sloučením rovnic (1.2.1), (1.2.5) a (1.2.6) dostaneme tvar

$$g_{B,B'}^{(2)}(\tau) = \frac{P_{BB'}(\tau)}{P_B P_{B'}}, \quad (1.2.7)$$

ze kterého vyplývá možnost získání stupně koherence druhého řádu změřením pravděpodobnosti společné a individuální detekce na detektorech B a B' [4].

V případě současných korelací intenzity ( $\tau = 0$ ) a s využitím rovnic (1.2.4) a (1.2.7) dostaneme vztah

$$g_{B,B'}^{(2)}(0) = \frac{P_{BB'}(0)}{P_B P_{B'}} = g^{(2)}(0) \geq 1 \quad (\text{klasická pole}). \quad (1.2.8)$$

$P_{BB'}(0)$  odpovídá v (1.2.8) pravděpodobnosti koincidence detekcí (v čase  $\Delta t$ ) na detektorech B a B'. V případě, kdy jsou tyto detekce nezávislé, platí  $P_{BB'}(0) = P_B P_{B'}$  a hodnota  $g^{(2)}(0) = 1$  [4].

Pravděpodobnost detekce v krátkém časovém intervalu  $\Delta t$  odpovídá následujícím vztahům

$$P_B = \left(\frac{N_B}{T}\right) \Delta t, P_{B'} = \left(\frac{N_{B'}}{T}\right) \Delta t, P_{BB'} = \left(\frac{N_{BB'}}{T}\right) \Delta t, \quad (1.2.9)$$

kde  $N_B$  je celkový počet detekcí na příslušném detektoru za čas měření  $T$ ,  $N_{BB'}$  je počet koincidenčí mezi oběma detektory. Dosazením rovnice (1.2.9) do (1.2.8) dostaneme [4]

$$g^{(2)}(0) = \frac{N_{BB'}}{N_B N_{B'}} \left(\frac{T}{\Delta t}\right) (\text{dva detektory}). \quad (1.2.10)$$

Hodnota  $g^{(2)}(0)$  nemůže být nižší než jedna, srov. (1.2.4) a (1.2.8), klasická měření nemohou být nekorelovaná. Dělič svazku rozdělí klasické vstupní pole na dvě shodné kopie a tato výstupní pole buďto kolísají společně (pozitivní korelace), nebo nekolísají vůbec (bez korelace) – není možné, aby intenzita jednoho klesla, zatímco intenzita ostatních vzrostla [4][9].

### 1.2.3 Tří-detektorové měření

V případě tří-detektorového měření je možné vytvořit neklasický stav pole pomocí podmínění detekce třetím detektorem A [4]. V tomto případě normujeme příslušné pravděpodobnosti pomocí celkového počtu detekcí  $N_A$ :

$$P_{AB}(0) = \left(\frac{N_{AB}}{N_A}\right), P_{AB'}(0) = \left(\frac{N_{AB'}}{N_A}\right), P_{ABB'}(0) = \left(\frac{N_{ABB'}}{N_A}\right). \quad (1.2.11)$$

Pravděpodobnost podmíněné současné ( $\tau = 0$ ) detekce odpovídá namísto rovnice (1.2.7) následující výraz

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{ABB'}(0)}{P_{AB}(0)P_{AB'}(0)} (\text{tři detektory}), \quad (1.2.12)$$

kde  $P_{ABB'}(0)$  je pravděpodobnost trojitě koincidenční detekce,  $P_{AB}(0)$  a  $P_{AB'}(0)$  jsou pravděpodobnosti detekce koincidence mezi detektory A a detektory B a B' popořadě [4].

Využitím vztahů (1.2.11) dostaneme pro tři-detektorové měření  $g^{(2)}(0)$  vztah

$$g^{(2)}(0) = \frac{N_A N_{ABB'}}{N_{AB} N_{AB'}} \text{ (tři detektory)}. \quad (1.2.13)$$

Pro klasické pole odpovídá  $g^{(2)}(0)$  vyjádřeno rovnicí (1.2.13) nerovnicí (1.2.4),  $g^{(2)}(0) \geq 1$  [9].

#### 1.2.4 Kvantová pole

Kvantová teorie předpovídá v případě koherentního stavu pole (laserové světlo nebo tepelné záření) takovou pravděpodobnost detekce, že je možné ji vysvětlit pomocí semiklasické teorie fotodetekce (klasické vlnové teorie světla a „skokové“ detekce) [9].

Z popisu experimentu pomocí teorie kvantových polí vyplývá, že v jedno-fotonovém poli můžeme detekovat jediný foton pouze jednou (na děliči svazku tedy buď v propustném výstupu, nebo odraženém) – nemělo by docházet k detekci koincidencí mezi danými dvěma výstupy. Pro jedno-fotonové pole předpovídá kvantová mechanika  $N_{BB'} = 0$  v (1.2.10),  $N_{ABB'} = 0$  v (1.2.13), tedy pro oba případy hodnotu koherenční funkce druhého řádu  $g^{(2)}(0) = 0$  [4]. S použitím SPDC zdroje fotonů je tohoto stavu dosaženo podmíněním detekce pomocí volnoběžného svazku (detekcí na detektoru A), tedy při tří-detektorovém měření [4].

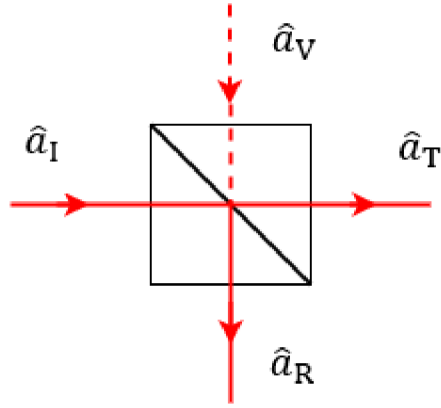
Kvantové pole není plně popsáno Maxwellovými rovnicemi. V kvantové teorii je korelační výstup polí na děliči svazku popsán rovněž koherenční funkcí druhého řádu, ovšem nyní jsou elektrická pole (a příslušné intenzity) popsána pomocí operátorů. Kvantově mechanicky je koherenční funkce  $g_{B,B'}^{(2)}(0)$  definována vztahem

$$g_{B,B'}^{(2)}(0) = \frac{\langle : \hat{I}_B \hat{I}_{B'} : \rangle}{\langle \hat{I}_B \rangle \langle \hat{I}_{B'} \rangle}. \quad (1.2.14)$$

Dvojtečky zde představují kreační a anihilační operátory odpovídající elektrickým polím, které mají být umístěny v normálním pořadí, tedy všechny kreační operátory jsou nalevo od všech anihilačních operátorů [7]. Operátor intenzity  $\hat{I}$  je úměrný operátoru počtu fotonů pole  $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ , tedy

$$g_{B,B'}^{(2)}(0) = \frac{\langle : \hat{n}_B^\dagger \hat{n}_{B'} : \rangle}{\langle \hat{n}_B \rangle \langle \hat{n}_{B'} \rangle} = \frac{\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_{B'} \hat{a}_B \rangle}{\langle \hat{a}_B^\dagger \hat{a}_B \rangle \langle \hat{a}_{B'}^\dagger \hat{a}_{B'} \rangle}, \quad (1.2.15)$$

kde jsou explicitně umístěny operátory v normálním pořadí [7]. Střední hodnoty jsou v kvantové mechanice dány pomocí očekávané hodnoty, která je počítána pomocí stavů pole na detektorech. Tato pole mohou být odvozena ze vstupního stavu na děliči svazku. Alternativně mohou být tyto operátory napsány ve stavu operátorů pro vstupní pole, tedy  $\hat{a}_I$  a neobsazené vakuové pole  $\hat{a}_V$ , které vstupuje neobsazenou stranou děliče svazku (viz obr 1.5).



Obr. 1.5: Schéma rozdělení svazku na děliči svazku (PBS) popsané operátory [9]

Pro PBS s dělicím poměrem 50:50 platí

$$\hat{a}_B = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_I + \hat{a}_V), \quad \hat{a}_{B'} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_I - \hat{a}_V). \quad (1.2.16)$$

Substitucí (1.2.16) do (1.2.15) (a za předpokladu, že neobsazené pole je ve vakuovém stavu), je získán pro koherenční funkci druhého řádu

$$g_{B,B'}^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{n}_I(\hat{n}_I - 1) \rangle}{\langle \hat{n}_I \rangle^2} = g_{I,I}^{(2)}(0) = g^{(2)}(0), \quad (1.2.17)$$

kde je očekávaná hodnota vypočítána pomocí kvantového stavu pole dopadajícího na PBS. V případě, kdy je stav pole dopadajícího na PBS stabilní (koherentní) ve stavu  $|\alpha\rangle$ , je vlastní stav anihilačního operátoru  $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ . V případě vyčíslení pro koherentní pole je získán výsledek  $g^{(2)}(0) = 1$ , který odpovídá klasickému stavu pro stabilní vlnu [7]. Světlo z laseru

je kvantově mechanicky popsáno pomocí „koherentního stavu“, a je zde vždy nenulová pravděpodobnost pro paprsek laserového světla, že bude obsahovat dva nebo více fotonů (tedy  $N_{BB'} \neq 0$ ) a dovoluje to  $g^{(2)}(0) = 1$  v (1.2.10), které odpovídá klasické teorii [4].

Příkladem neklasického stavu pole je pole obsahující pouze jediný foton – tento stav je vlastním stavem operátoru počtu fotonů s vlastní hodnotou 1:  $\hat{n}|1\rangle = 1|1\rangle$ . Vyčíslením v (1.2.17) v případě vstupního pole v jeno-fotonovém stavu dostaneme  $g^{(2)}(0) = 0$ , které se vymyká klasické teorii, kde  $g^{(2)}(0) \geq 1$  [4]. S použitím SPDC zdroje fotonů je tohoto stavu dosaženo podmíněním detekce pomocí volnoběžného svazku (detekcí na detektoru A), tedy při tří-detektorovém měření [4].

### 1.3 Průchod jednotlivých fotonů interferometrem

V rámci experimentu je ukázána vlnová podstata světla pomocí pozorované interference, kterou podstupují jednotlivé fotony procházející polarizačním interferometrem, kde samy se sebou interferují.

#### 1.3.1 Interference jednotlivých fotonů

Obecnému jevu interference se věnuje kapitola 1.1.4. Pro popis interference jednotlivých fotonů v interferometru použijeme Machův-Zehnderův interferometr (viz obr. 1.6). Do interferometru vstupuje světlo o  $E_i$  které je na prvním děliči svazku rozděleno na propuštěné pole  $E_1$  a odražené pole  $E_2$ , které se na druhém děliči svazku slučují. Dráhy těchto rozdělených paprsků (mezi děliči svazků) budeme nazývat rameny interferometru. Při posunu jednoho ze zrcadel je možné vytvořit dráhový rozdíl  $\Delta l$  mezi oběma rameny interferometru, z čehož vyplývá fázový posun  $\phi$  mezi jednotlivými paprsky

$$\phi = \frac{2\pi\Delta l}{\lambda}. \quad (1.3.1)$$

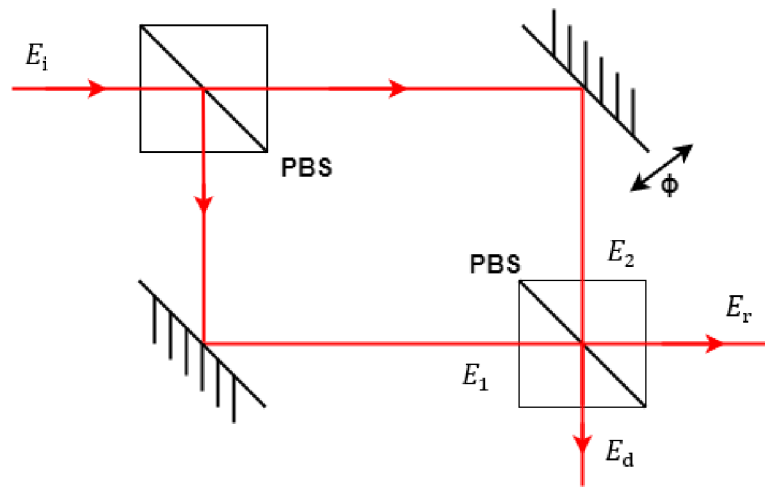
Na druhém děliči svazku se světlo slučuje do paprsku označeného indexem r (na obr. 1.6 vystupujícího z děliče směrem vpravo) nebo do paprsku označeného indexem d (na stejném obrázku vystupujícího z děliče směrem dolů). Elektrické pole vystupující vpravo je součtem propuštěné složky  $E_1$  a odražené složky  $E_2$

$$E_r = t_1 E_1 + r_2 E_2 e^{i\phi}, \quad (1.3.2)$$

kde  $t_1$  koeficient propustnosti pro  $E_1$  a  $r_2$  je koeficient odrazu pro  $E_2$ ,  $\phi$  je fázový posun mezi těmito poli [4]. Koeficienty  $t_1, r_2$  jsou obecně komplexní a obsahují fázový posun produkovaný na odrazu nebo propustnosti děliče svazku. Elektrické pole vystupující dolů je popsáno

$$E_d = r_1 E_1 + t_2 E_2 e^{i\phi}, \quad (1.3.3)$$

kde  $r_1$  je koeficient odrazu pro  $E_1$  a  $t_2$  je koeficient propuštění pro  $E_2$ .



Obr. 1.6: Schéma Machova-Zehnderova interferometru s označením rozdělení polí [4]

Energie (dána poměrem výkon/intenzita) musí být zachována, přičemž intenzita je dána druhou mocninou amplitudy elektrického pole. Pro dělič svazku s poměrem 50:50 jsou dány koeficienty<sup>3</sup>  $r = t = 1/\sqrt{2}$ . Na obr. 1.6 jsou oba děliče svazku identické a elektrické pole vstupující do interferometru  $E_i$  se na prvním svazku dělí podle následujících vztahů

$$E_1 = r E_i = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i, \quad E_2 = t E_i = \frac{1}{\sqrt{2}} E_i. \quad (1.3.4)$$

Elektrická pole vystupující z interferometru jsou dána vztahy

<sup>3</sup> Jediním z případů, kdy se energie zachovává, je případ koeficientů:  $r_1 = -r_2 = r, t_1 = t_2 = t$  a  $r^2 + t^2 = 1$ . Tyto vztahy je možné odvodit z Maxwellových rovnic.

$$E_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_1 - E_2 e^{i\phi}) = \frac{E_i}{2}(1 - e^{i\phi}) \quad (1.3.5)$$

$$E_d = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_1 + E_2 e^{i\phi}) = \frac{E_i}{2}(1 + e^{i\phi}). \quad (1.3.6)$$

Výsledná intenzita vystupující směrem dolů  $I_d$  je dána

$$I_d = |E_d|^2 = \frac{|E_i|^2}{4} (1 + e^{i\phi})(1 + e^{-i\phi}) = \frac{I_i}{4}(2 + 2 \cos \phi) = \frac{I_i}{2}(1 + \cos \phi), \quad (1.3.7)$$

kde  $I_i$  je vstupní intenzita [4]. Pro případy fázového posunu  $\phi = m2\pi$  v (1.3.7), kde  $m$  je přirozené číslo, dochází ke konstruktivní interferenci obou vln na dolním výstupu (všechno světlo vychází tímto výstupem). Podle zákona zachování energie za těchto podmínek nevystupuje pravým (druhým) výstupem žádné světlo. Pro hodnoty  $m + \frac{1}{2}$  je možné získat destruktivní interferenci (všechno světlo vystupuje výstupem vpravo).

Pro intenzitu vystupující směrem vpravo bychom obdobnou úpravou dostali výraz  $I_r = \frac{I_i}{2}(1 - \cos \phi)$ , tedy hodnoty posunuté o  $\pi$  oproti  $I_d$ .

### 1.3.2 Koherence a koherenční délka

V interferometru, ve kterém je dráhový rozdíl ramen téměř nulový a který je odstíněn od vibrací, dochází ke konstantnímu sloučení vln na druhém děliči svazku a vznikne stabilní interference. Tyto vlny jsou vůči sobě koherentní.

V případě, kdy dochází v interferometru k dráhovému posunu (např. vibracemi jednoho zrcadla), dochází k fázovému posunu a velikosti intenzit výstupů budou kolísat. Průměrná intenzita vystupující směrem dolů z interferometru může být získána z rovnice (1.3.7) zprůměrováním fázového posunu  $\phi$

$$\langle I_d \rangle = \frac{I_i}{2} \langle (1 + \cos \phi) \rangle = \frac{I_i}{2} (1 + \langle \cos \phi \rangle). \quad (1.3.8)$$

Při vzniku většího dráhového rozdílu, než je vlnová délka světla, vzájemný fázový rozdíl činí více než  $2\pi$  a hodnota  $\langle \cos \phi \rangle = 0$ . Z toho vyplývá vztah



$$\langle I_d \rangle = \frac{I_i}{2}, \quad (1.3.9)$$

kdy průměr intenzity je poloviční (a v obou výstupech je hodnota  $I_d$  i  $I_r$  stejná). Velikost intenzity zde nezávisí na vzájemném fázovém posuvu, interference zaniká.

Při měnícím se dráhovém rozdílu ramen interferometru, kde je amplituda změny menší než jedna vlnová délka, hodnota průměru  $\langle \cos \phi \rangle \neq 0$ , k interferenci dochází. Tyto vlny se nazývají částečně koherentní. Viditelnost  $V$  tohoto interferenčního obrazce je definována jako

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (1.3.10)$$

kde  $I_{max}$  ( $I_{min}$ ) je maximální (resp. minimální) intenzita naměřená při příslušném fázovém posuvu ramen interferometru [15].

V případě koherentního pole mluvíme o rozpojení a opětovném spojení **polí** na děličích svazku, v případě nekoherentních polí mluvíme o rozpojení a spojení **intenzity** na děličích svazku. V případě nekoherence polí nemá fázový posun mezi rameny interferometru žádný vliv na velikost intenzity polí – interference nevzniká. Fázový posun světla před vstupem do interferometru neovlivňuje koherenci světla [4].

Čas, ve kterém se objevuje změna fáze méně než  $2\pi$  dané amplitudy, se nazývá koherenční čas  $\tau_c$ . Vzdálenost, kterou světlo urazí za koherenční čas, je nazývána koherenční délka,  $l_c = c\tau_c$  [4]. Pro dráhový rozdíl dvou svazků větší, než je koherenční délka  $l_c$ , nebude světlo interferovat [6]. Zcela koherentnímu světlu odpovídá hodnota viditelnosti (1.3.10)  $V = 1$ , nekoherentnímu světlu hodnota  $V = 0$  (paprsky na druhém děliči svazku neinterferují) [6].

Rozlišujeme koherenci časovou (s koherenční délkou  $l_c$ , korelaci pole v určitém bodě prostoru v různých časech) a prostorovou (příčnou, s koherenční šířkou  $l_s$ ; korelaci pole ve stejném čase v různých bodech prostoru). Pro dva body vzdálené  $s$  je šířka prostorové koherence ve vzdálenosti  $r$  dána vztahem

$$l_s < \frac{r\lambda}{s} \approx \frac{\lambda}{\theta}, \quad (1.3.11)$$

kde  $\lambda$  je střední vlnová délka světla a  $\theta$  odpovídá úhlu vůči středové ose [6]. Viditelnost interference zvyšuje se zmenšováním vzdálenosti  $s$ , a naopak snižuje při zvyšování vzdálenosti.

V případě uvažování dráhového rozdílu mluvíme o časové koherenci. Koherenční čas světelného zdroje je dán převrácenou hodnotou spektrální šířky  $\Delta f$  zdroje  $\tau_c \approx 1/2\pi\Delta f$ , tedy koherenční délka je dána vztahem

$$l_c = c\tau_c \approx \frac{c}{2\pi\Delta f} = \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta\lambda}, \quad (1.3.12)$$

kde  $\lambda$  označuje střední vlnovou délku zdroje a  $\Delta\lambda$  jeho spektrální šířku [4]. Obecně závisí koherenční čas (délka) na spektrálních vlastnostech zdroje, nikoli jen na šířce frekvenčního pásma, proto je vztah (1.3.12) pouze přibližný.

Vzhledem k různým definicím spektrální šířky zdroje byla navržena následující definice koherenční délky: Koherenční délka měřená pomocí Michelsonova interferometru, je rozdíl optické dráhy samotného interferujícího svazku, kterému odpovídá viditelnost  $1/e = 37\%$  pozorované viditelnosti a odpovídá vztahu [15]

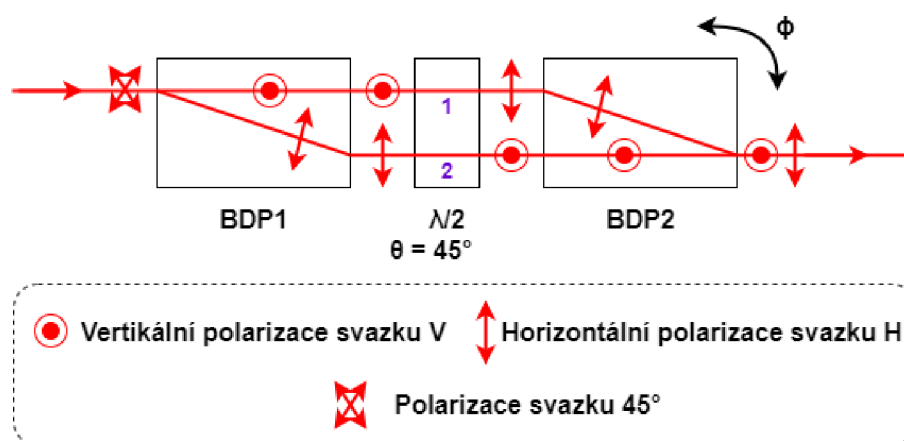
$$l_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (1.3.13)$$

Koherenční délka může být ovlivněna jevy spojenými s šířením světla v prostředí, jako je disperze, rozptyl a difrakce. Podmínkou vzniku interference v interferometru je kratší dráhový rozdíl ramen interferometru, než je koherenční délka zdroje. Zdroje s velkou šířkou frekvenčního pásma mají krátké koherenční časy (a jim odpovídající krátké koherenční délky). U zdrojů o velké šířce frekvenčního pásma může být pozorována interference jen při velmi malém dráhovém rozdílu [4].

### 1.3.3 Popis fungování polarizačního interferometru

Z podstaty superpozice kvantové teorie vyplývá, že vysvětlení funkce interferometru je založeno na představě, že jeden foton se může šířit oběma rameny současně – přičemž nedochází k rozdělení fotonu (z jeho podstaty) [9].

V polarizačním interferometru (PI) dochází k rozdělení vstupního paprsku na oddělené horizontálně a vertikálně polarizované paprsky a následně dojde k jejich rekombinaci (sjednocení). V PI může dojít k fázovému rozdílu  $\phi$  horizontálně a vertikálně polarizovaného světla při rozdílné délce drah. Většina zdrojů jednotlivých fotonů má krátké koherenční délky, proto je pro spatření interference nezbytné, aby byly délky ramen interferometru téměř shodné (a zároveň dráhový rozdíl nepřekročil koherenční délku) [4]. Základ PI je zobrazen na obr. 1.7. V případě, kdy se rozdíl drah vzdálí o více než koherenční délku<sup>4</sup>, k interferenci nedojde.



Obr. 1.7: Základ polarizačního interferometru [4]. V tomto interferometru dochází k rozdělení svazku na svazek propuštěný s polarizací vertikální **V** (rameno 1) a druhý odkloněný s polarizací horizontální **H** (rameno 2). Půlvlnná destička vložená mezi oddělovače svazků o úhlu  $45^\circ$  otáčí polarizaci tak, aby dráha fotonů byla symetrická a mohlo dojít ke spojení drah na druhém oddělovači.

Délku optické dráhy je možné měnit pomocí horizontálního náklonu oddělovače (BDP2) a tím i změnit fázový rozdíl  $\phi$  mezi rameny interferometru. PI nemění intenzitu svazku (podle zákona zachování energie) [4]. Pro vytvoření kompletního interferometru je nutné vložit polarizační analyzátor do dráhy vystupujícího svazku, který smaže informaci, kterou drahou foton prošel a umožní pozorování interferenčního obrazce. Výstupní intenzita jednoho výstupu je dána (1.3.7). Pokud je fázový rozdíl nulový ( $\phi = 0$ ), tak jsou intenzity ve vztahu  $I = I_i$ , paprsky interferují konstruktivně a všechno vstupní světlo vychází jedním výstupem. Pokud je fázový rozdíl roven polovině periody ( $\phi = \pi$ ), tak je výsledná intenzita  $I = 0$ ,

<sup>4</sup> Většina jedno-fotonových zdrojů má velmi krátké koherenční délky.

paprsky interferují destruktivně a všechno vstupní světlo vychází druhým výstupním svazkem. Rozdělovací poměr děliče svazku v PI je závislý na fázi interferometru.

Konkrétní sestavení polarizačního interferometru je více popsáno v kapitole 3.2.

## 2 TECHNICKÁ DOKUMENTACE

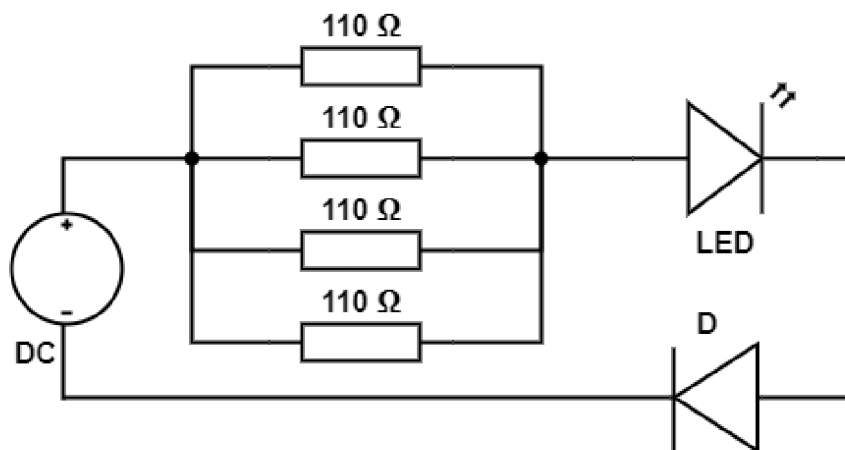
### 2.1 Použitý materiál a jeho parametry

V této kapitole jsou popsány dominantní prvky použité k realizaci obou experimentů.

#### 2.1.1 Zdroj čerpacího paprsku

Jako zdroj čerpacího paprsku byla použita laserová dioda typu L405P150 s charakteristikou výstupu středních hodnot vlnové délky 405 nm a maximálního výkonu 150 mW, v TO obalu s G-pin konfigurací pro kontinuální nebo pulzní použití (pro experiment jsem využil kontinuálního modu) [16]. Tato vlnová délka je ve viditelném spektru a zároveň podporuje relativně vysokou účinnost detektorů pro detekci subfrekvenčních fotonů [7].

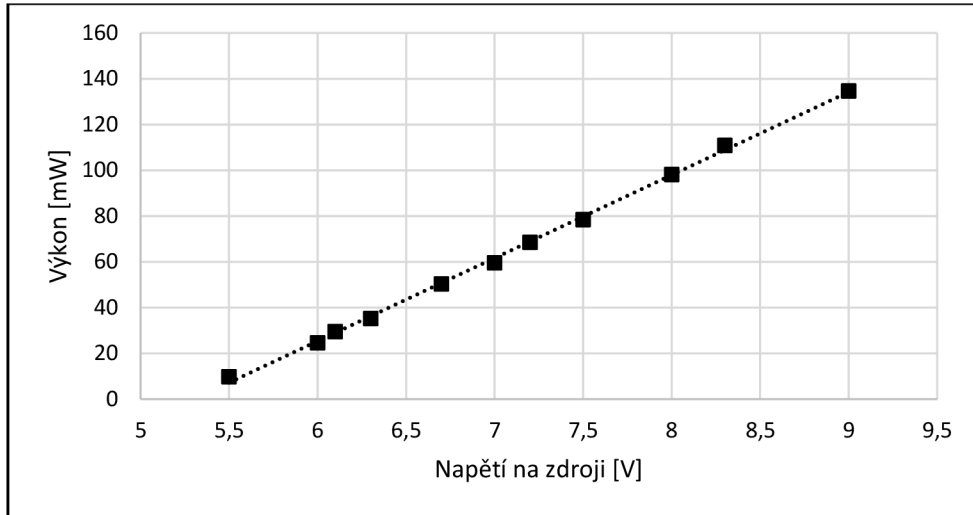
Ve snaze ochránit laserovou diodu (LED) proti poškození (elektrostatickou elektřinou, proti špatnému zapojení) jsem do obvodu zapojil sériově usměrňovací diodu (D) typu 1N4007-DC a předřadný odpor podle schématu na obr. 2.1, abych zamezil poškození diody z důvodu přepětí (a rezistory se příliš nezahřívaly).



Obr. 2.1: Schéma obvodu napájení LED

Po vložení obvodu jsem přeměřil závislost optického výkonu diody na zdrojovém napětí za pomoci senzoru S120VC připojeného k měřicí konzoli PM100D od firmy Thorlabs. Vzhledem k omezenému rozsahu senzoru (maximální výkon 50 mW) jsem provedl měření za pomoci filtru 0,1 OD. V tomto případě bylo měření čistě orientačního charakteru, protože intenzita

zdrojového světla ovlivňuje pouze kvantitu produkovaných fotonových párů, nicméně pro samotný experiment není konkrétní absolutní hodnota výkonu důležitá, pokud produkce subfrekvenčního světla není příliš slabá a měření není příliš zatíženo šumem. Výsledky měření jsem přepočítal a je možné je najít na obr. 2.2.



Obr. 2.2: Graf závislosti optického výkonu fotodiody L405P150 na zdrojovém napětí po přidání předřadného obvodu

Napětí na laserové diodě  $U_{LED}$  odpovídá napětí na stejnosměrném zdroji napětí  $U_z$  podle vztahu:

$$U_{LED} = U_z - U_R - U_D = U_z - 4,125 - 1,1 \doteq U_z - 5,2, \quad (2.1.1)$$

kde  $U_R$  je napětí na předřadném odporu a  $U_D$  napětí na usměrňovací diodě. Limit diody udává maximální napětí na zdroji  $U_{z \max} = 10,7 \text{ V}$ . Pro měření byla zvolena konstantní hodnota napětí na zdroji, viz kap. 4.3.4.

Je možné použít i jiné zdroje čerpacího svazku, např. GaN laserovou diodu nebo diodu Blu-ray přehrávače za podmínky, že světelný výkon by měl být okolo 20-50 mW [17].

### 2.1.2 Detektory

Experiment jsem provedl s detektory typu SPCM-AQRH-10-BR1 od firmy Excelitas se spektrální citlivostí v rozmezí 400 – 1060 nm. V přístroji je zabudovaná lavinová dioda (SLiK), která dosahuje nejvyšší efektivity (65 %) při vlnových délkách kolem 650 nm na ploše

180  $\mu\text{m}$  (pro oblast 810 nm se pohybuje efektivita kolem 45 %) a jejíž doba necitlivosti je méně než 25 ns [18]. Napětí výstupního signálu odpovídá 2,2 V. Reálné parametry použitých detektorů:

- Detektor A: SPCM-AQRH-10-BR1 (sériové číslo 45945): temný šum 1233 Hz, maximální detekce: 36,8 MHz, mrtvá doba: 24,1 ns, délka pulzu: 10 ns, kvantová účinnost při 650 nm: 58 %, korekční faktor pro frekvenci detekce 50,3 kHz: 1.
- Detektor B: SPCM-AQRH-10-BR1 (sériové číslo 45944); temný šum 1088 Hz, maximální detekce: 36,7 MHz, mrtvá doba: 24,1 ns, délka pulzu: 10,2 ns, kvantová účinnost při 650 nm: 53 %, korekční faktor pro frekvenci detekce 88,3 kHz: 0,98.
- Detektor B': SPCM-AQRH-10-BR1 (sériové číslo 45943); temný šum 1055 Hz, maximální detekce 36,3 MHz, mrtvá doba 24,3 ns, délka pulzu 10,2 ns, kvantová účinnost při 650 nm: 54 %, korekční faktor pro frekvenci detekce 87,6 kHz: 1.

Korekční faktor detektoru udává, jakým způsobem se liší naměřené hodnoty od reálných hodnot – ty dostaneme vynásobením naměřeného výsledku korekčním faktorem [19]. Při měřeních jsem dosahoval hodnot přibližně 60 kHz, přičemž v této oblasti je korekční faktor roven 1 pro dva detektory, a téměř roven 1 pro třetí.

Reálné detektory neumí rozlišit počet dopadnuvších fotonů, umí jen rozlišit světlo přítomné (vyšle signál) či nepřítomné (nevyšle signál). Temný šum detektoru udává průměrný počet signálů bez dopadajícího světla na detektor, tzv. „falešných“ signálů [20]. Ty mohou být způsobeny např. kvantovým šumem (nestálým výkonem zdroje optického signálu), temným proudem, kdy při vnitřním vybuzení detektoru kolísá počet nosičů náboje, nebo tepelným šumem [10]. Katalogový šum detektoru je udáván jako menší než 1500 Hz, přičemž tuto podmínku splňují všechny detektory.

Fotonásobiče (dále jen PMT) nejsou efektivní pro detekci jednotlivých fotonů na vlnových délkách 810 nm a tedy nejsou vhodné [17]. Při měření počítáme koincidence, tedy signál záleží na součinu účinností detektorů [17]. Kvantová účinnost většiny PMT při vlnových délkách přes 800 nm je přibližně 100x nižší než účinnost lavinové diody (APD), neboli počet detekcí je 100x menší. PMT s GaAs fotokatodami mají účinnost přibližně 5-6krát nižší než APD, ovšem jejich cena je daleko vyšší [7].

### 2.1.3 Sestupně konverzní krystal

K produkci subfrekvenčních svazků jsem použil krystal firmy Newlight Photonics NCBBO5300-405(I)-HA3,  $\beta$  – BBO krystal (beta barium borate) o rozměrech 5x5x3 mm sloužící k produkci SPDC Typu I (viz obr. 1.2) [21]. DC krystal je dvojlomný a emise fotonových párů závisí na úhlu, který svírá osa krystalu s polarizací čerpacího paprsku – pro vlnovou délku 405 nm a pro produkci subfrekvenčních paprsků pod úhlem  $\alpha = 3^\circ$ , je tento úhel  $29^\circ$  [17]. Polarizace produkovaných svazků je vzájemně shodná a je kolmá na polarizaci čerpacího paprsku.

V případě sfázování typu-I jsou subfrekvenční paprsky shodně polarizovány a jejich polarizace je kolmá na směr polarizace čerpacího paprsku, všechny polarizace jsou lineární [7]. Pro své měření jsem krystal natočil do horizontální roviny a čerpací paprsek polarizoval do vertikální roviny, tedy subfrekvenční svazky byly polarizovány horizontálně (rovnoběžně s rovinou stolu).

### 2.1.4 Ladící laser

Jako pomocný zdroj světla pro vyladění experimentů jsem použil kontinuální laser od firmy Thorlabs (třídy 3B s maximálním výkonem 20 mW o vlnové délce 785 nm). Tato vlnová délka se velice podobá experimentální vlnové délce subfrekvenčních fotonů (810 nm), a je tak možné vyladit optickou dráhu téměř přesně pro požadované vlastnosti. Postupy ladění a práce s ladícím laserem jsou více popsány v kapitole 3.4.

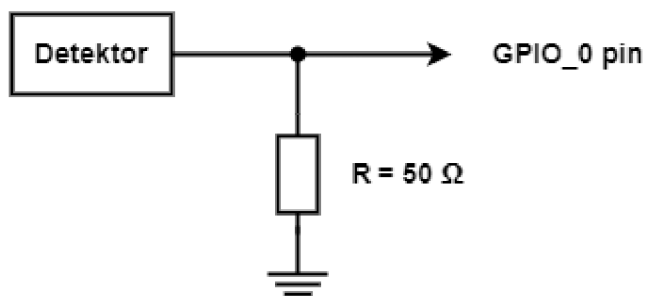
### 2.1.5 FPGA karta naprogramovaná na koincidenční jednotku

Pro zpracování koincidencí byla použita jednotka Altera DE2-115 od firmy Terasic Inc. Tato jednotka zpracovává signály přicházející z každého detektoru, zaznamenává jednotlivé detekce (signály) a je schopna zpracovat dvou-, tři- i čtyř-složkové koincidence. Komunikaci mezi DE2 a PC je zprostředkována pomocí konektoru RS232. Rozlišení koincidenční doby jednotky je nižší než 8 ns [22].

K propojení SPCM a CCU jsem použil BNC kabely o vlnové impedanci  $50 \pm 2 \Omega$ , s délkou 2 m typu RG-58 PVC. Pro správné fungování DE2 je nezbytné, aby signál nepřekročil 3,3 V. Signál z detektorů je o dostatečném napětí 2,2 V a jeho uzemnění je dosaženo pomocí



adaptéru. Adaptér obsahuje vstupy až pro čtyři detektory, přičemž převod signálu od jednoho detektoru je realizován podle obr. 2.3.



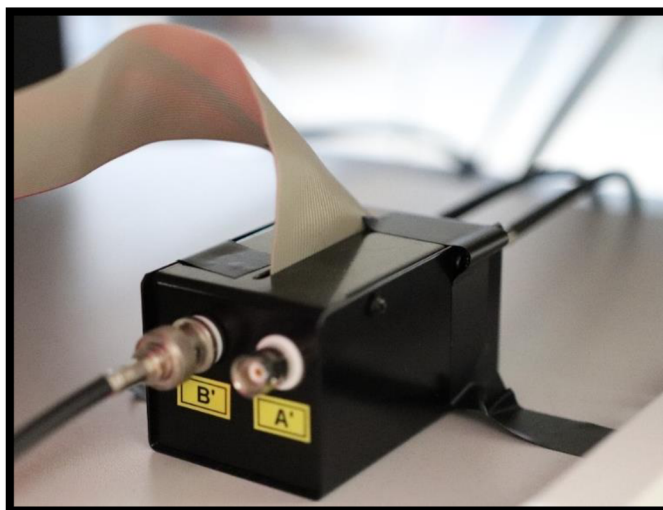
Obr. 2.3: Schéma adaptéru, který předává signály z detektoru na příslušný GPIO\_0 pin [22]

Výstupní signály z SPCM jsem připojil podle tabulky 2.1, okolní GPIO\_0 piny (12, 14, 16, 18, 20) byly uzemněny.

Tabulka 2.1: Propojení mezi SPCM a DE2 pomocí GPIO\_0 pinů

SPCM	GPIO_0 pin
A	13
B	15
A'	17
B'	19

Obr. 2.4 zobrazuje hotový zapojený adaptér.



Obr. 2.4: Foto adaptéru po jeho dokončení

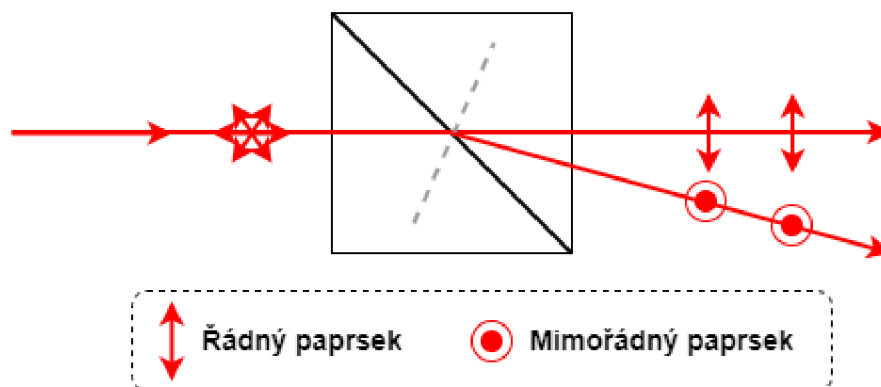
Každý vstup FPGA karty sbírá data po dobu 0,1 s a následně tato data pošle sériovým portem a opět vymaže. Data tedy proudí do počítače ve frekvenci 10 Hz. Pro následné zpracování dat používáme prostředí LabView (detailněji popsáno v kapitole 2.2). Tato data jsou poslána v posloupnosti osmi 32-bitových čísel. První čtyři čísla řady jsou jednotlivé signály z detektorů (Counter 0 – Counter 3) v pořadí:  $A, B, A', B'$ . Zbylá čtyři čísla (Counter 4 – Counter 7) jsou naměřené koincidence, určené pomocí přepínačů SW0 – SW15 na DE2 desce. Každý „Counter“ používá čtyři přepínače pro určení koincidence (Counter 4 používá SW0 – SW3 ve shodném pořadí  $A, B, A', B'$ ) – tímto lze nastavit počítání dvou-, tří- nebo čtyřsložkových koincidence [22].

Naprogramování FPGA karty proběhlo v prostředí Quartus II. Kód i návod jsou volně k dispozici, návod prostředí Quartus II „Getting Started with Altera’s DE2-115 Board“ nebo „Quartus II Introduction“ je k nalezení na Terasic DE2-115 webových stránkách [22].

### 2.1.6 Polarizační analyzátory a kompenzátory

Polarizační dělič svazku dělí vstupní svazek na dva svazky se vzájemně kolmými polarizacemi (viz obr. 1.1). V rámci experimentu jsem použil kostku PBS122 (od Thorlabs) o velikosti základny 12,7 mm, s kolmým oddělením vertikálně polarizovaného svazku, určeného pro vlnové délky 620–1000 nm. Extinkční poměr odpovídá  $T_P:T_S = 1000:1$ , přičemž účinnost propuštění je  $T > 90\%$ , zatímco účinnost odrazu  $R > 95\%$  [16].

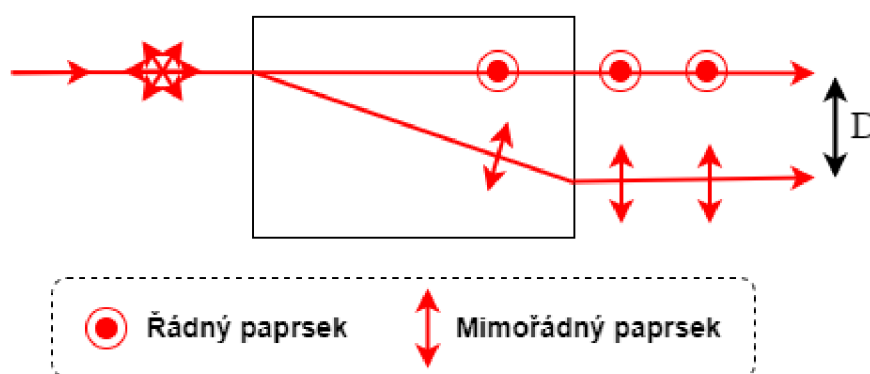
Alternativou polarizačního děliče svazku je Rochonův polarizátor, ve kterém řádný paprsek prochází bez odchylení (nedochází ke změně indexu lomu) a paprsek mimořádný (s polarizační rovinou kolmou na rovinu řádného paprsku – zde na rovinu obrázku), který se v daném prostředí láme podle zákona lomu (obr. 2.4) [6]. Ve své práci jsem mimo polarizačního děliče pracoval rovněž s Rochonovým polarizátorem  $\alpha$ -BBO RPB0110 s úhlem vychýlení mimořádného paprsku od řádného  $8-13^\circ$  a vysokým extinkčním poměrem  $T_P:T_S = 200\,000:1$  [21].



Obr. 2.4: Schéma Rochonova polarizátoru, vlastní tvorba podle [21]

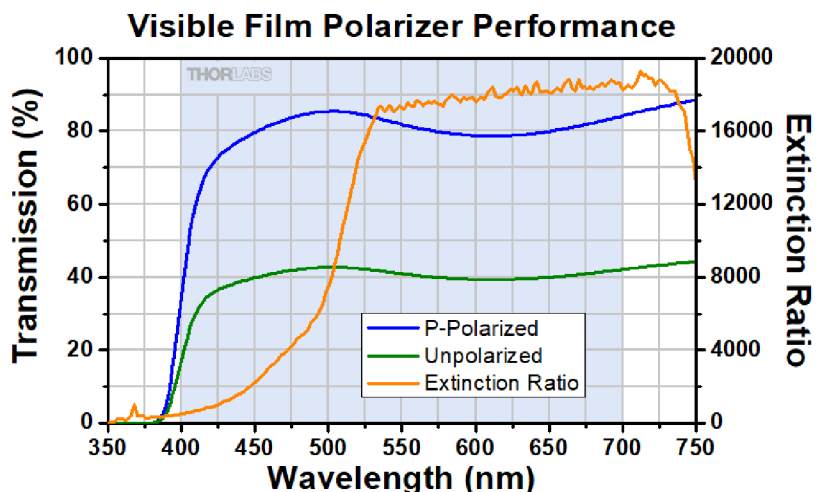
V Rochonově polarizátoru nedochází k odrazu a mimořádný paprsek má tak vyšší kvalitu polarizace. Nevýhodou oproti krychlovému polarizátoru je náročnost vyladění, neboť vychýlený paprsek vystupuje z polarizátoru pod úhlem 8-13°, a proto je výhodné použít pro tyto experimenty především krychlový polarizační dělič svazku [23].

Součástí interferometru jsou dva oddělovače polarizovaných svazků (BDP), přičemž první oddělovač rozdělí vstupní signální svazek na dva rovnoběžné svazky (se vzájemně kolmou polarizací) a po průchodu půlvlnnou destičkou jsou svazky pomocí druhého oddělovače spojeny do jedné dráhy. Oba tyto oddělovače jsou kalcitové dvojlomné hranoly BD40 s rozdělením rovnoběžných svazků na vzdálenost  $D = 4 \text{ mm}$ , přičemž vertikálně polarizované světlo propustí rovně (řádny paprsek), horizontálně polarizované oddělí (mimořádný paprsek), viz obr. 2.5.



Obr. 2.5: Schéma kalcitového oddělovače polarizovaných svazků (BDP),  $D$  označuje vzdálenost vystupujících rovnoběžných paprsků [16]

Pro polarizaci čerpacího světelného svazku jsem použil lineární polarizátor LPVISE100-A určený pro vlnové délky 400-700 nm s extinkčním poměrem 100:1. Obr. 2.6 zobrazuje atributy polarizátoru.

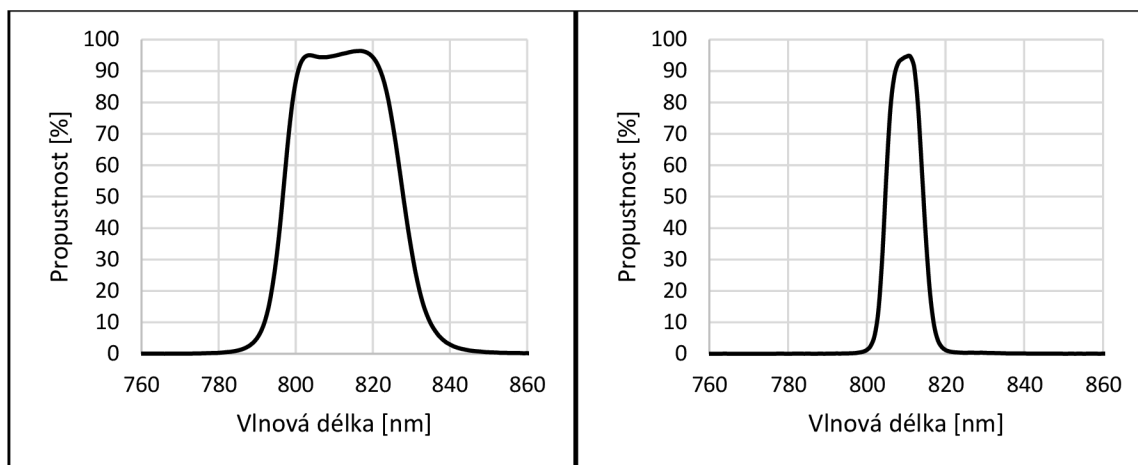


Obr. 2.6: Graf vlastností lineárního polarizátoru LPVISE100-A. Transmission znamená propustnost, Wavelength je vlnová délka, Extinction ratio je extinkční poměr [16].

Pro stáčení polarizace svazků jsem použil křemennou půlvlnnou destičku nultého řádu pro vlnovou délku 405 nm typu WPA03-H-405 a tři křemenné půlvlnné destičky nultého řádu pro vlnové délky 810 nm typu WPA03-H-810. Stočení roviny polarizace svazku popisuje rovnice (1.1.4).

### 2.1.7 Použité filtry

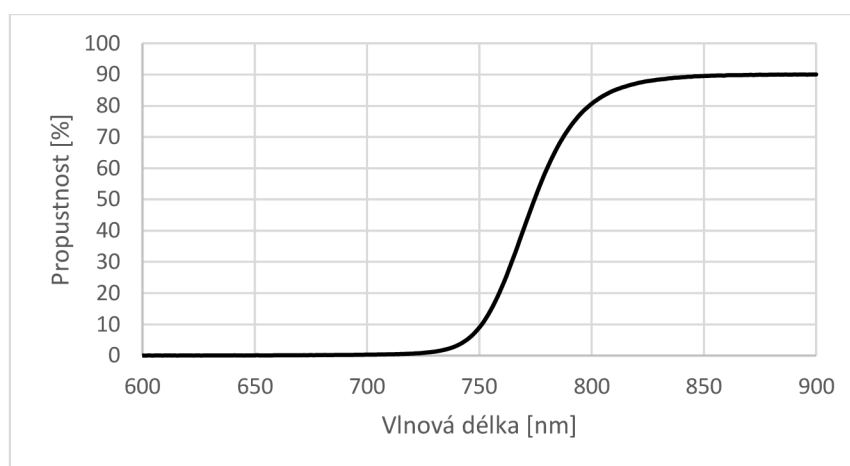
Zúžení frekvenčního pásma (a následného prodloužení koherenční délky) je možné dosáhnout za použití úzkopásmových filtrů. Tyto filtry je možné připevnit na vstup sběrné optiky, kde je snadná přístupnost a minimální pravděpodobnost rozladění optické dráhy. Při ladění SPDC a při měření koherenční délky jsem použil filtry NBF810-30 a NBF810-10. Propustnost obou filtrů a střední vlnovou délku jsem proměřil na spektrometru Agilent 8453 a výsledky jsou na obr. 2.7.



Obr. 2.7: Graf měření propustnosti filtru NBF810-30 (vlevo) a NBF810-10 (vpravo)

Z měření vyplývá, že filtr NBF810-30 má střední vlnovou délkou pásma propustnosti 812 nm a šířku v polovině maximální hodnoty (FWHM) pásma prostupu 32 nm s propustností  $T > 48 \%$ . Maximální propustnost odpovídá vlnové délce 817 nm. Filtr NBF810-10 má střední vlnovou délkou pásma propustnosti 810 nm a FWHM pásma prostupu 10 nm s propustností  $T > 46 \%$ . Maximální propustnost odpovídá vlnové délce 811 nm.

Ke stínění detektorů od rušivého světla, které by mohlo být způsobeno odrazem čerpacího paprsku v místnosti, byl do optické dráhy před každý detektor vložen filtr s dolní propustí (frekvencí) RG780 s hraniční vlnovou délkou 780 nm a propustností pro delší vlnové délky  $T > 60 \%$ . Propustnost filtru jsem taktéž proměřil na spektrometru (obr. 2.8).



Obr. 2.8: Graf propustnosti filtru s dolní propustí RG780

### 2.1.8 Krokovací motor

Úpravy dráhového rozdílu bylo dosaženo pomocí lineárního krokovacího motoru Z812 připevněného na místo horizontálního náklonu KS1. Krokovací motor byl ovládán pomocí stanice KDC101, která byla připojená a napájena pomocí KCH30, připojení k počítači bylo pomocí USB portu. Nejmenší krok motoru odpovídá vzdálenosti  $s_{min} = 29 \text{ nm} = 1 \text{ DevUnit}$  a jeho maximální rozsah je 12 mm. Samotný motor má délku 13 cm a v případě připevnění ke KS1 se zabudovaným oddělovačem svazku BD40 (BDP2) má celá sestava délku 18 cm.

Dráhový rozdíl ramen interferometru vzniká úměrně posunu krokovacího motoru. Se znalostí parametrů KS1 a BD40 je možné vypočítat, že vzdálenost krokovacího motoru  $s = 1 \text{ mm}$  odpovídá přibližně dráhovému rozdílu  $\Delta l = 0,106 \text{ mm}$  mezi rameny interferometru.

## 2.2 Optimalizace výpočetního prostředí

*Tato kapitola je velmi konkrétní v popisu použití programu pro sběr a zpracování dat, podává informace pro odbornou obsluhu a je tak nezbytnou součástí práce. Přesto může odvádět čtenářovu pozornost od důležitého, v tomto případě doporučuji přeskočit na kapitolu 3 s popisem experimentální sestavy.*

Pro realizaci experimentů byla nutná úprava automatizačního VI programu v prostředí LabView poskytnuté samotným autorem experimentu [4]. To obsahovalo zejména zprovoznění krokovacího motoru (přeprogramování pro prostředí Kinesis) a zpřístupnění všech dostupných funkcí pro nový vstup, optimalizaci výpočetních drah a grafickou úpravu. Zároveň bylo snahou se co nejvíce původního vzoru držet kvůli dalším možným úpravám programu a možnosti využití již zpřístupněných manuálů a materiálů. I proto byl pro popis ovládacích prvků zachován anglický jazyk. VI bylo naprogramováno ve verzi LabView(2011) pro jednotku Altera DE2-115, sběr dat pomocí RS232 o frekvenci přenosu 10 Hz. Ilustrační snímky hlavního panelu a panelu při nabírání dat jsou k nalezení v Příloze 1 – obr. P5, P6.

### 2.2.1 Zprovoznění krokovacího motoru

Postupoval jsem podle návodu Kinesis LabView Guide a zprovoznil jsem v prostředí LabView krokovací motor Z812 (viz kap. 2.1.8). Ovládání probíhá pomocí .NET metody,

kteřá zpřístupňuje možnost ovládaní přídavného hardware [24]. Následně jsem optimalizoval všechny funkce LabView navázané na přítomnost motoru a upravil je pro krokovací motor Z812.

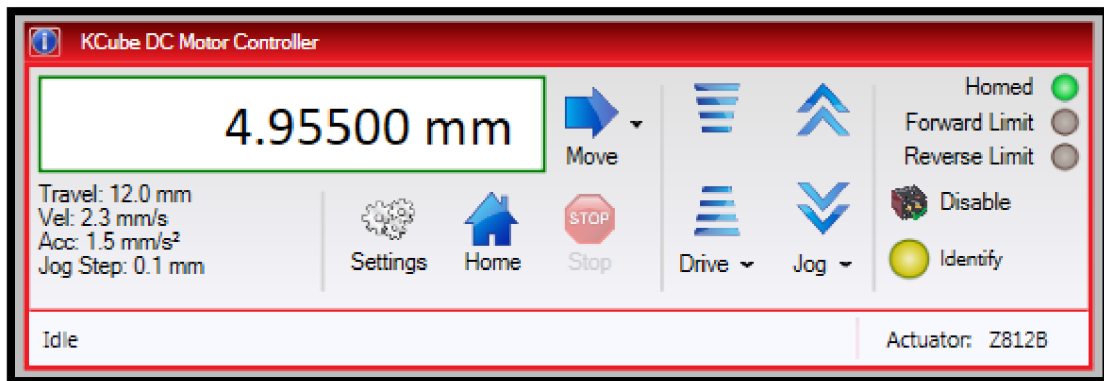
Pro správné fungování je nejprve nutné zkontrolovat připojení motoru k počítači, k dokovací stanici i k ovládací stanici a poté vše zapnout. Motor zůstává po vypnutí v místě, kde skončil naposledy, a proto je nutné před jeho použitím resetovat jeho nastavení – tedy vykonat funkci **Homing**, která zaručí jednotné fungování s motorem jako v předchozích případech. Tato funkce se automaticky zapne při spuštění VI (v případě připojeného zapnutého motoru) a přesune motor do základní (referenční) polohy, která odpovídá  $x = 0$  mm.

Základní vlastností motoru je krokování (posun), který může být zadán pomocí metrických jednotek nebo v jednotkách přístroje definovaných nejmenším krokem. Vzájemný vztah je následovný:  $1 \text{ DevUnit} = 0,029 \mu\text{m} = 1/34304 \text{ mm}$ .

Funkce krokovacího motoru:

- **Homing** – vrátí krokovací motor do základní (referenční, nulové) polohy.
- **Set Position** – po stisknutí tlačítka *Goto Set Position* přesune motor na danou pozici.
- **Scanning** – umožňuje plynulý posun motoru po kroku *Stepper increment* (v jednotkách DevUnit nebo mm) od chvíle, kdy se stiskne tlačítko *Pause stepper* do chvíle, kdy je tlačítko opět stisknuto. Tato funkce je naprogramovaná jen pro malé kroky, může se tedy stát, že se při zvolení příliš velkého kroku LabView předčasně vypne.
- **Data Taking Parameters** – pro sběr dat je zde několik funkcí, které fungují až po stisknutí tlačítka *Take data*:
  - **Starting stepper position** – pozice, ze které motor začne měření
  - **Step size** – velikost kroku, o který se motor posune před dalším bodem měření.

Zároveň je zde možnost ovládat krokovací motor mimo tyto funkce naprogramované ve VI – za použití panelu Kinesis (obr. 2.9), který je umístěn ve spodní části hlavního panelu. Tam je možné využít všech funkcí, které motor má, ovšem za cenu, že tyto funkce nebudou synchronní s LabView a např. s měřením dat.



Obr. 2.9: Panel Kinesis umožňující asynchronní ovládání krokovacího motoru

Pokud by se z jakýchkoli důvodů pokazila možnost ovládání motoru skrze prostředí LabView, je zde možnost ovládání motoru pomocí samostatného (extra) programu Kinesis.

### 2.2.2 Popis pracovního prostředí VI „Coincidence\_Proof\_Interference.vi“

Optimální fungování VI je zaručeno spuštěním programu „QM\_project.lvproj“, ve kterém je možné si vybrat konkrétní program: pro tyto experimenty jsou to programy „Coincidence\_Proof\_Interference.llb“ a „Coincidence\_time\_res\_rs232(3\_2).llb“. Druhý zmíněný program jsem využil jen pro měření rozlišení časového okna koincidence. Program *Coincidence\_Proof\_Interference.llb* slouží k měření několika experimentů: Koincidence, Důkaz existence fotonů a Interference jednotlivých fotonů. Pro každý experiment vypadá přední panel trochu rozdílně, pro výběr experimentu je v levém horním rohu přepínač. Experimentu *Důkaz existence fotonů*, popsánému v kapitole 3.1, odpovídá poloha přepínače **g(2) 2-det** a **g(2) 3-det**. Experimentu *Interference jednotlivých fotonů* (viz kap. 3.2) odpovídá poloha přepínače **Interference**. Vizuální podoba hlavní obrazovky se může měnit podle zvoleného typu měření, níže jsou popsány pouze nejdůležitější prvky.

Před spuštěním VI je důležité zkontrolovat, zda odpovídá ovladač **Counter port** příslušnému portu, ke kterému je připojena koincidenční jednotka. Podle toho, jestli budu pracovat s krokovacím motorem či nikoli, **nastavím program ještě před jeho spuštěním:**

- Nebudu pracovat s motorem: nastavím tlačítko *Stepper motor present?* na *NO*. Poté se bude varianta *Interference* chovat jako *g(2) 3-det* a program bude v pořádku pracovat i bez připojeného krokovacího motoru. Toto je základní nastavení VI.



- Budu pracovat s motorem: nastavím tlačítko *Stepper motor present?* na *YES*. Zkontroluji zapnutou napájecí stanici motoru (KCH30), ovládací stanici (KDC101) a sériové číslo na ovládacím panelu, zda odpovídá příslušnému motoru. Poté je možné spustit VI.

V případě, kdy je krokový motor přítomný, se ihned po spuštění VI spustí funkce motoru **Homing**, kdy celá akce může trvat až 1 min. V tomto čase není možné VI přerušit a je nezbytné vyčkat dokončení celé akce. Poté je VI plně připraveno pro experimenty.

Na předním panelu (viz Příloha 1 – obr. P5) VI se nachází několik objektů, které je možné ovládat:

- **Update period** (ovladač) – určuje frekvenci, s jakou se zobrazují a přepisují naměřená data (musí být násobkem 0,1 s) – užitečné především pro rychlou orientaci a ladění experimentu.
- **BB' coincidence window (ns)** – definující interval pro sběr **BB'** koincidencí; nezbytný údaj pro výpočet  $g^{(2)}(0)$  při dvou-detektorovém (klasickém) experimentu.
- Panel pro ovládání krokovacího motoru:
  - **Goto Set Position** – posune motor do příslušné pozice;
  - **Stepper increment** – udává velikost kroku motoru pro funkci skenování spuštěné tlačítkem *Pause Stepper*, ve zvolených jednotkách (standardně DevUnits, alternativně  $\mu\text{m}$ );
  - **Pause Stepper** – je v základní pozici stisknuté tak, že zabraňuje pohybu motoru. V případě nastavení příslušné velikosti kroku *Stepper increment* je možné tlačítko stisknout a motor se začne posouvat vpřed s příslušným krokem. Motor je možné zastavit opětovným stiskem tohoto tlačítka.
- V panelu *g(2) Measurements* **Max Buffer** – určuje velikost souboru dat, ze kterého jsou počítány průměrné hodnoty  $g^{(2)}(0)$  a směrodatná odchylka.
- Panel **Data Taking Parameters** – fungční až po stisknutí tlačítka *Take Data*, kdy zapíná měření (sběr dat) – viz následující kapitola 2.2.3.

Na předním panelu VI se nachází několik indikátorů, které zobrazují naměřené hodnoty:

- Hodnoty **A, B, B', AB, AB', ABB', BB'** – ukazují hodnoty přijaté z koincidenční jednotky v závislosti na ovladači *Update period* jako číslo (absolutní hodnotu) nebo vizuálně formou škály.
- **Panel s grafy: B & B', AB & AB',  $g^{(2)}(0)$**  – graficky znázorňují naměřené hodnoty.
- Panel  **$g^{(2)}$  measurements** – zobrazuje vypočítané hodnoty **aktuální  $g^{(2)}(0)$** ; **průměrné  $g^{(2)}(0)$**  a směrodatná odchylka (v závislosti na velikosti *Buffer size*, kterou je možné změnit ovladačem *Max Buffer*).
- Panel pro ovládání krokovacího motoru:
  - **Current position** – definuje současnou polohu motoru.

V případě, kdy je nějaká škála „nevyhovující“ je možné ji přenastavit před spuštěním programu (užitečné pro vizualizaci *A, B, B', AB, AB', ABB', BB'* nebo velikost kroku *Stepper increment*).

Program je možné kdykoli zastavit stisknutím tlačítka **STOP** v levém horním rohu. Pokud toto tlačítko nezmění povahu chování VI (a zřejmě neodpovídá celé VI), je nutné vynutit jeho ukončení.

### 2.2.3 Sběr dat

Prostředí LabView slouží i pro sběr dat. Data jsou zaznamenávána po stisknutí tlačítka **Take Data** na hlavní obrazovce. Poté se otevře nové okno (viz Příloha 1 – obr. P6), které vizualizuje shromážděná data. Na konci měření je vytvořen textový dokument (.txt) s naměřenými výsledky a dopočítanými hodnotami a VI se automaticky vypne. V případě, že je nutné přerušit měření, je možné jej zastavit stisknutím tlačítka „**STOP**“ v příslušném panelu – to se stane tak, že se po stisknutí tlačítka udělají ještě dvě iterace, po kterých se měření ukončí a VI vypne. Pro další měření je nutné spustit VI znovu.

Vstupními parametry sběru dat jsou:

- Panel **Data Taking Parameters** – seskupuje konkrétní parametry měření:
  - **Time per step (seconds)** – udává dobu, po kterou jsou data shromážděována jako sada hodnot.

- **Number of points** – udává počet jednotlivých bodů měření (sad), pro statisticky významné měření je vhodné mít tuto hodnotu rovnu 10 nebo vyšší.
- **Starting stepper position** – do této polohy se motor přesune na začátku měření (pokud v této poloze již není, což je preferovaná varianta);
- **Step size** – udávající velikost kroku; v jednotkách mm
- Na základě výše zmíněných parametrů se vypočítává *End stepper position* a *Expected time*.
- **Comments** – prostor pro zaznamenání poznámek, které se uloží spolu s naměřenými daty, např. úhel natočení půlvlnných destiček, napětí na zdroji, číslo měření apod.
- Pouze  $g^{(2)}$  2-det: **BB' coincidence window (ns)** – definující interval pro sběr BB' koincidencí; nezbytný údaj pro výpočet  $g^{(2)}(0)$  při dvou-detektorovém (klasickém) experimentu.

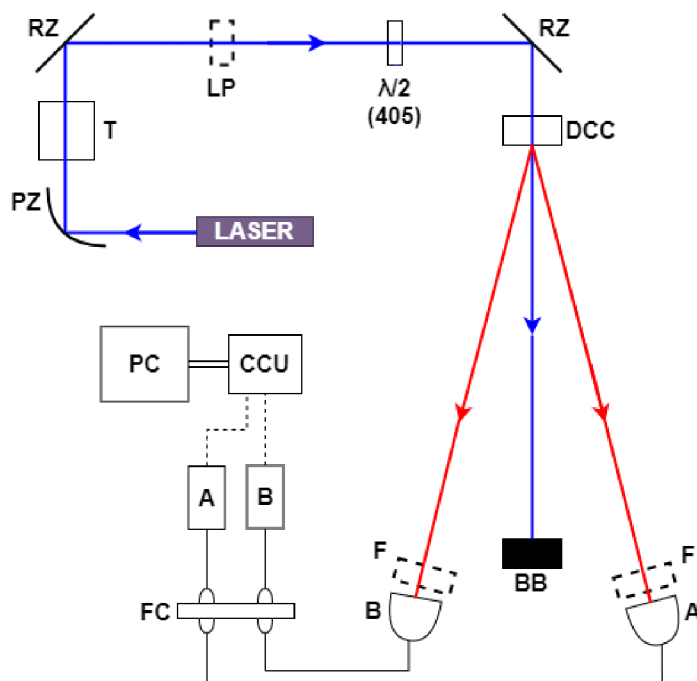
Dokument s výsledky se automaticky ukládá do složky: *C:\Lab\Data\2022* ve formátu *datum\_čas\_typ-experimentu.txt*. V dokumentu s naměřenými daty je zaznamenáno:

- Vstupní parametry (**BB' coincidence window (ns); Time per step (seconds); Number of points; Starting stepper position, Step size, End stepper position; Comments**)
- **A, B, B', AB, AB', ABB', BB'** – zaznamenané hodnoty pro jednotlivé body (steps) měření, tj. počty zaznamenaných incidencí
- **$g^{(2)}(0)$ , Average  $g^{(2)}(0)$**  – vypočítaná hodnota  $g^{(2)}(0)$  pro jednotlivé body měření a jejich celkový aritmetický průměr (*Average  $g^{(2)}(0)$* ). Hodnota  $g^{(2)}(0)$  je vypočítána podle vzorců pro jednotlivá měření, tedy podle vzorce (1.2.10) pro dvou-detektorové měření a podle vzorce (1.2.13) pro tří-detektorové měření.
- **Standard Deviation  $g^{(2)}(0)$**  – směrodatná odchylka daného měření, počítána podle příslušného vzorce (viz kap. 4.1)

### 3 EXPERIMENTS

V této kapitole se nachází popis uspořádání obou experimentů. V příloze 1 je vyfocena a popsána sestava jednotlivých uspořádání. Dále navazuje kapitola jiných variant rozmístění a sekce s ladícími postupy (určena především pro obsluhu experimentů).

Základem obou experimentů je produkce fotonových párů za použití SPDC (viz kap. 1.1.2) jejíž sestavě odpovídá obr. 3.1.



Obr. 3.1: Schéma sestavy pro SPDC. Schéma zachycuje základní optické prvky, tedy zdroj čerpacího paprsku (LASER), parabolické zrcadlo (PZ), teleskop upravující průřez svazku (T), rovinná zrcadla (RZ), lineární polarizátor (LP), půlvlnná destička s příslušnou vlnovou délkou ( $\lambda/2$ ), sestupně konverzní krystal (DCC), pohlcovač svazku (BB), umístění úzkopásmových filtrů (F) sběrnou optikou vedoucí na příslušný detektor (A, B), spojení optických kabelů (FC), koincidenční jednotka (CCU) a osobní počítač (PC).

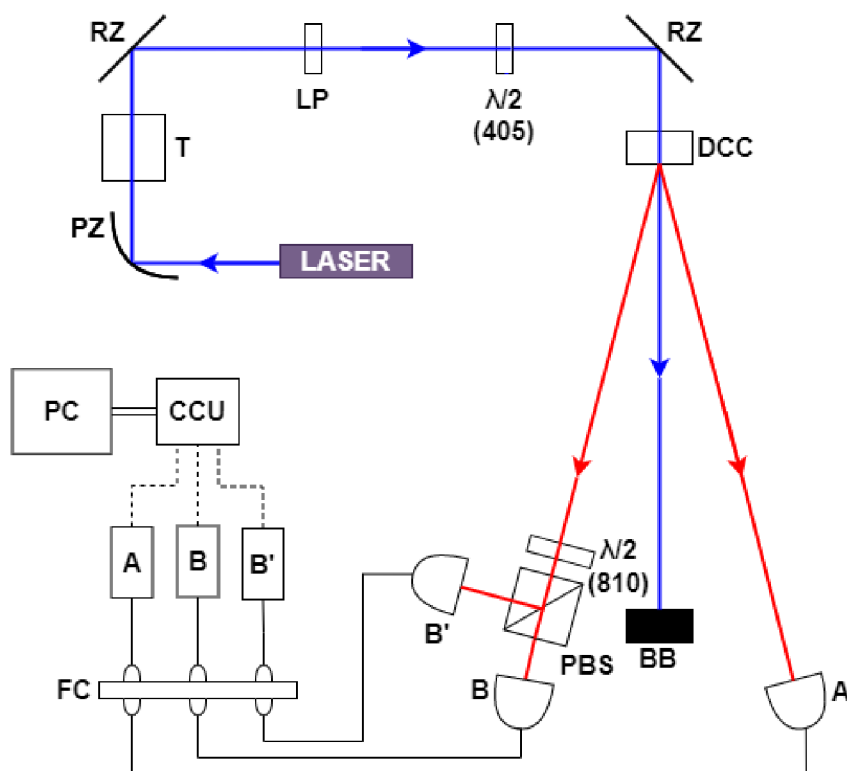
Laserová dioda produkuje světlo o vlnové délce 405 nm. Parabolické zrcadlo utváří svazek světla kruhového průřezu z eliptického světla vystupujícího z diody. Dále prochází čerpací svazek teleskopem, který slouží ke zmenšení průřezu svazku, tedy ke zvýšení intenzity (a vyšší

účinnosti konverze) (viz kap. 3.4.1). Lineárně polarizovaný čerpací svazek dopadá na DC krystal, na kterém dochází k sestupné konverzi a vytvoření dvou subfrekvenčních svazků – signálního a volnoběžného (o vlnové délce přibližně 810 nm). Pokud není jasné, zda je čerpací svazek polarizovaný a jak, je možné vložit do dráhy svazku lineární polarizátor a pomocí půlvlnné destičky (405) stočit rovinu polarizace tak, aby bylo docíleno maximální generace subfrekvenčního světla.

V rámci přípravy experimentů jsem proměřil aspekty SPDC (počet AB koincidence v závislosti na pozici sběrné optiky B, závislost na zdrojovém napětí, polarizaci čerpacího paprsku). V rámci příprav experimentu je důležité změřit dobu koincidenčního okna, které je důležitým parametrem při dvou-detektorovém měření.

### 3.1 Důkaz existence fotonu

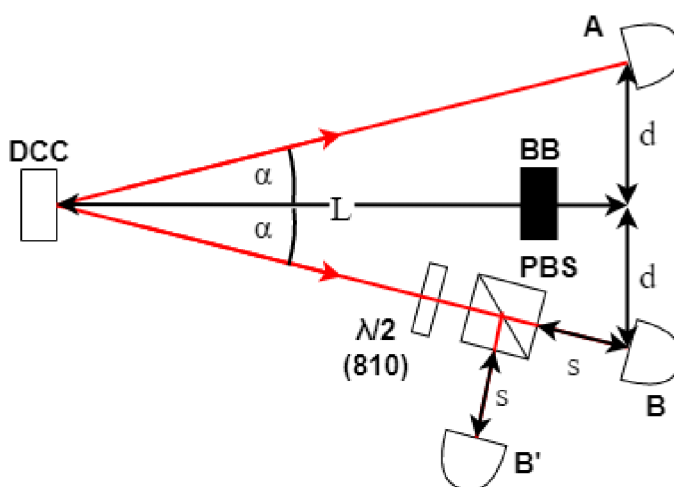
Teoretický základ experimentu je popsán v kapitole 1.2. Schéma sestavy na optickém stole je na obr. 3.2.



Obr. 3.2: Schéma sestavení experimentu *Důkaz existence fotonu*. Schéma odpovídá obr. 3.1,

navíc jsou přidány tyto prvky: půlvlnná destička pro vlnovou délku 810 nm ( $\lambda/2$ ), polarizační dělič svazku (PBS).

Signální svazek prochází půlvlnnou destičkou (810), jež stáčí jeho rovinu polarizace. Následně tento svazek dopadá na polarizační dělič svazku (PBS), který propouští horizontálně polarizované světlo a kolmo odráží vertikálně polarizované světlo. Svazek procházející děličem je optickými vlákny naveden na detektor  $B$ . Odražený svazek je optickými vlákny naveden na detektor  $B'$ . Volnoběžný svazek je naveden pomocí sběrné optiky na detektor  $A$ . Důležitou vlastností experimentu je, že délka všech optických drah je přibližně stejná<sup>5</sup>.



Obr. 3.3: Plánek rozmístění sestavy (vzdálenosti)

Experiment byl sestaven na optickém stole o rozměrech desky 90 x 180 cm x cm. Výška roviny čerpacího paprsku byla  $h = 13$  cm nad rovinou stolu. S myšlenkou na navazující experiment (s polarizačním interferometrem) byla zvolena vzdálenost  $L = 133$  cm, přičemž úhel subfrekvenčních paprsků od dráhy čerpacího svazku byl přibližně  $\alpha = 3^\circ$  a pozice sběrné optiky na každý detektor  $A$  a  $B$  byla vzdálena přibližně  $d = 7$  cm od trajektorie čerpacího paprsku. Pozice děliče svazku v optické dráze signálního paprsku byla přibližně vzdálena  $s = 8,5$  cm před sběrnou optikou detektorů  $B$  i  $B'$  (viz obr. 3.3). Pro ilustraci přikládám foto umístění sběrné optiky pro detektory (Příloha 1 – obr. P1, P2)

<sup>5</sup> Termínem „přibližně stejná dráha“ uvažuji vzdálenost, aby kdy bude docházet ke koincencím, tedy podle vzorce  $s = ct$  a rozlišení koincidenční doby přibližně 8 ns vychází mezní vzdálenost okolo 24 m, tedy rozdíl v řádu jednotek centimetrů zde nehraje žádnou roli.

Tato sestava je stejná pro dvou-detektorové i tří-detektorové měření. V případě obou částí je možné pozorovat chování hodnoty  $g^{(2)}(0)$  při změně těchto vstupních parametrů: počet bodů  $n$ , doba měření  $T$ , napětí  $U$  a úhel  $\theta$  půlvlnné destičky  $\lambda/2$  (810). Měření je možné provést s různými polarizačními analyzátory – kromě PBS jsem použil Rochonův polarizátor, pro nějž je nutné přenastavit pozici sběrné optiky  $B'$ .

### 3.1.1 Dvou-detektorové měření

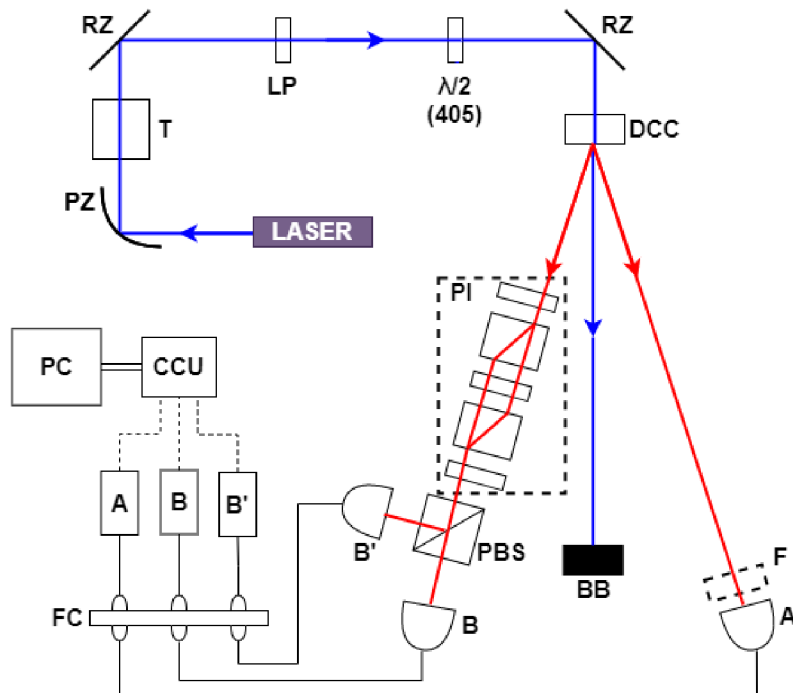
Pro výpočet hodnoty  $g^{(2)}(0)$  pomocí (1.2.10) je potřeba naměřit  $N_B$  a  $N_{B'}$  jako celkový počet detekcí na příslušném detektoru,  $N_{BB'}$  je počet koincidence mezi oběma detektory. Vstupními parametry ovlivňujícími výpočet jsou doba měření  $T$  a časové okno koincidence  $\Delta t$ , která je pro všechny experimenty konstantní (viz kap. 4.3.4).

### 3.1.2 Tří-detektorové měření

Pro výpočet hodnoty  $g^{(2)}(0)$  pomocí vzorce (1.2.13) je potřeba naměřit  $N_A$ ,  $N_B$  a  $N_{B'}$  jako celkový počet detekcí na příslušném detektoru,  $N_{ABB'}$  je počet trojitých koincidence mezi těmito detektory. Žádné jiné vstupní parametry ovlivňující výpočet zde nejsou ( $T$  ani  $\Delta t$  zde není třeba měřit).

## 3.2 Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem

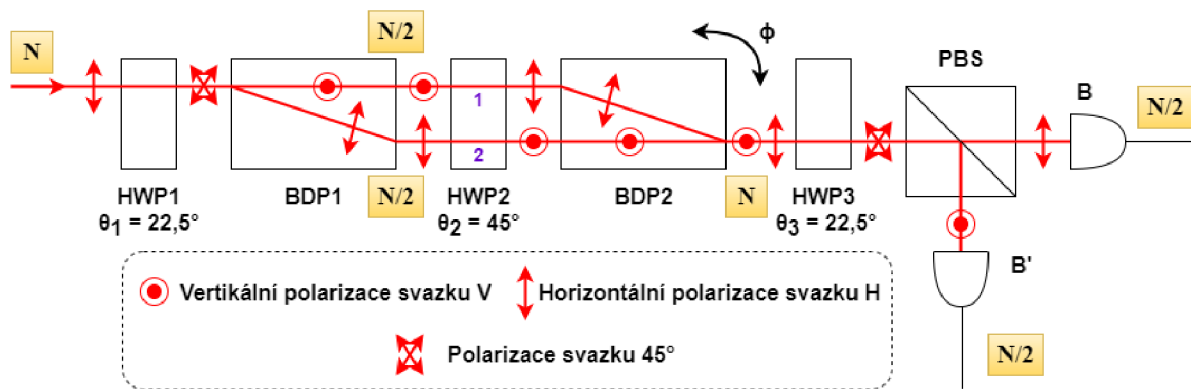
Teoretický základ experimentu je popsán v kapitole 1.3. Do dráhy signálního paprsku (z předchozího experimentu, kap. 3.1) je vložen polarizační interferometr. Schéma sestavy na optickém stole je na obr. 3.4, detail polarizačního interferometru je na obr. 3.5. Fungování polarizačního interferometru je věnována kapitola 1.3.3.



Obr. 3.4: Schéma sestavení experimentu: Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem. Popis schématu odpovídá obr. 3.2, navíc je přidán polarizační interferometr (PI) a umístění úzkopásmového filtru (F).

Paprsek fotonů s horizontální polarizací dopadá (obr. 3.5) na půlvlnnou destičku (HWP1), která mění stočení roviny polarizace paprsku (v případě  $\theta_1 = 22,5^\circ$  dojde ke stočení polarizace o  $45^\circ$ ). Dále je paprsek na oddělovači polarizovaných svazků (BDP1) rozdělen na paprsek řádný s polarizací vertikální **V** a mimořádný s polarizací horizontální **H**, které jsou rovnoběžné. Půlvlnná destička (HWP2) je natočena na  $\theta_2 = 45^\circ$  a otáčí polarizaci jednotlivých paprsků (**V** na **H** a obráceně), aby se paprsky na druhém oddělovači polarizačních svazků (BDP2) opět spojily a oba paprsky pokračovaly po společné dráze. Následně oba paprsky prochází přes půlvlnnou destičku (HWP3) a dopadají na polarizační dělič svazku (PBS), kde je paprsek znovu rozdělen. V případě natočení půlvlnné destičky (HWP3)  $\theta_3 = 22,5^\circ$  dojde opět ke stočení polarizace fotonů o  $45^\circ$  a vyrovnání pravděpodobnosti detekce na obou výstupech polarizačního děliče svazku.





Obr. 3.5: Schéma prvků polarizačního interferometru. Na schématu se objevují dvě optické cesty průchodu interferometrem – horní (1) a dolní (2), dále půlvlnné destičky na 810 nm (HWP1, HWP2, HWP3), oddělovače polarizovaných svazků (BDP1, BDP2), polarizační dělič svazku (PBS), sběrná optika ( $B$ ,  $B'$ ). Změna fáze interferometru ( $\phi$ ) je realizována náklonem oddělovače (BDP2), který způsobuje změnu dráhového rozdílu cest 1 a 2 [25]. Ve žlutých čtvercích je naznačen teoretický počet fotonů v případě, kdy by nedocházelo k interferenci.  $N$  označuje počet fotonů vstupujících do interferometru.

Jev, kdy všechno světlo (fotony) vystupuje z interferometru jen jedním výstupem (za nastavení, kdy není možné zjistit cestu fotonu interferometrem), je v polarizačním interferometru vysvětlen pomocí vlnové interference [4]. Interference se projeví při změně dráhového rozdílu (fázového posunu) ramen interferometru pomocí změny náklonu oddělovače polarizovaných svazků.

Pro změnu dráhy ramen interferometru (dosažení fázového posunu mezi paprsky) jsem využil krokovacího motoru připevněného k oddělovači BDP2, k jehož ovládání jsem použil prostředí LabView. Vzhledem k prostorovému rozmístění na stole bylo potřeba precizně poskládat jednotlivé optické prvky za sebe tak, aby nedocházelo k oříznutí optické dráhy. Pro lepší představu, délka dráhy jednoho paprsku (od HWP1 po PBS) činila téměř 50cm. Foto rozestavení sestavy na stole je v příloze dokumentu (Příloha 1 – obr. P3, P4).

S touto sestavou je možné provést tyto experimenty: Koherenční délka a maximum viditelnosti interference jednotlivých fotonů při průchodu interferometrem, Vymizení kvantové informace a Částice a vlny. Měření je možné provést s různými polarizačními analyzátory (provedeno s polarizačním děličem svazku i Rochonovým polarizátorem).

### 3.2.1 Koherenční délka a maximum viditelnosti interference

V tomto experimentu se zkoumá chování interferometru z hlediska „schopnosti interference“. Jedním parametrem popisujícím interferenci je viditelnost interferenčního obrazce (zmíněná v kap. 1.3.2). K měření viditelnosti jsem upravil vzorec (1.3.10) na

$$V = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}}, \quad (3.2.1)$$

kde  $N_{max}$  ( $N_{min}$ ) je maximum (minimum) fotonů dopadajících na detektor nebo počtu koincidencí [15].

Pro přímé změření koherenční délky je nutné provést měření v celém intervalu možného dráhového posunu. Protože koherenční délka závisí na šířce detekovaného frekvenčního spektra nepřímo, (1.3.13), jejím zúžením (např. vložením úzkopásmového filtru do cesty volnoběžného paprsku) je možné koherenční délku prodloužit.

### 3.2.2 Vymizení kvantové informace

V návaznosti na kap. 1.3.1 je možné zkoumat souvislost mezi znalostí informace o dráze fotonu interferometrem a pozorovanou interferencí. Vzhledem ke znalosti polarizace fotonů vylétávajících z DC krystalu (viz kap. 1.1.2) je vložena na začátek polarizačního interferometru půlvlnná destička (HWP1), která při správném natočení umožňuje „vymazání“ informace o cestě fotonu interferometrem. Půlvlnná destička (HWP3) je se stejným záměrem vložena před polarizační dělič svazku. V případě, kdy se úhel natočení destičky mění, dochází ke změně viditelnosti interference. Úpravou vztahu (3.2.1) je možné dostat závislost viditelnosti interferenčního obrazce na detektoru  $B$  na úhlu natočení  $\theta_1$  půlvlnné destičky (HWP1) [4]

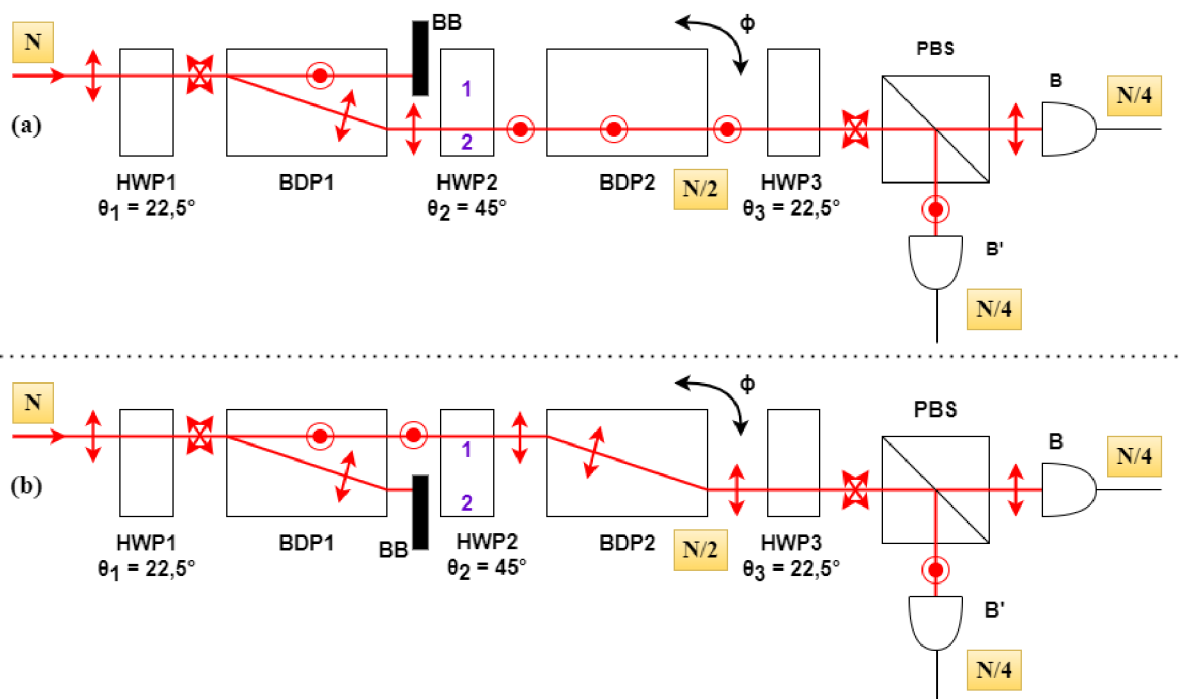
$$V_B = \sin(4\theta_1). \quad (3.2.2)$$

Při úhlu natočení  $\theta_3 = 22,5^\circ$  půlvlnné destičky (HWP3). V případě  $\theta_1 = 0^\circ$  je známa cesta fotonu interferometrem a nemělo by docházet k interferenci.

V rámci experimentu je možné měnit také úhel natočení  $\theta_3$  půlvlnné destičky (HWP3) před polarizačním děličem svazku (ve směru letu subfrekvenčních fotonů). Pro případ natočení

půlvlnných destiček  $\theta_1 = 22,5^\circ$ ,  $\theta_3 = 0^\circ$  existuje možnost, jak u detekovaných fotonů zjistit jakou cestou interferometrem prošly. V případě detekce fotonu na např. detektoru B' víme, že foton byl odražen na polarizačním děliči svazku, tedy že z interferometru vyšel s vertikální polarizací. Podle obr. 3.6(a) je zřejmé, že foton prošel interferometrem po cestě 1, tedy známe cestu fotonu interferometrem a nemůžeme vidět interferenci.

Informaci o cestě fotonu interferometrem je možné získat i vložení překážky do jednoho ramene interferometru. Tato situace je schematicky zaznamenána na obr. 3.6, v případě reálného provedení je možné použít zaslepení světelného svazku, jako např. tvrdý papír (vizitka).



Obr. 3.6: Varianty experimentu s blokací cest interferometrem, kdy nedochází k interferenci: (a) blokace cesty 1, (b) blokace cesty 2. Popis odpovídá obr. 3.5, černě je zaznamenáno zaslepení svazku (překážka), množství detekovaných fotonů na detektorech B a B' odpovídá čtvrtině vstupního množství.

V případech popsaných obr. 3.6 (a) i (b) známe cestu, kterou foton prošel interferometrem, tedy není relativní rozdíl drah obou ramen a interference se neobjeví. Pokud v cestě není žádná

překážka (a není jinak provedeno měření cesty interferometrem), není známa informace o cestě fotonu (obr. 3.5) a foton interferuje.

### 3.2.3 Částice a vlny

V rámci stejného experimentu je možné demonstrovat vlnové i částicové chování světla zároveň. Pro samotný experiment není nutné měnit optickou sestavu, je vhodné nastavit dva parametry, které umožní naměřit „hezké“ výsledky [4].

- Natočení půlvlnné destičky na úhel  $\theta_1$ , u kterého je předpokládán vznik interferenčního obrazce s viditelností  $V \approx 0,9$ . Důvodem je snaha o minimalizaci kolísání naměřené hodnoty  $g^{(2)}(0)$  při destruktivní interferenci (kdy na jeden detektor dopadá výrazně méně světla).
- V případě delší doby měření  $T$  vychází hodnota  $g^{(2)}(0)$  s nižší směrodatnou odchylkou, naměřené hodnoty jsou si blíže.

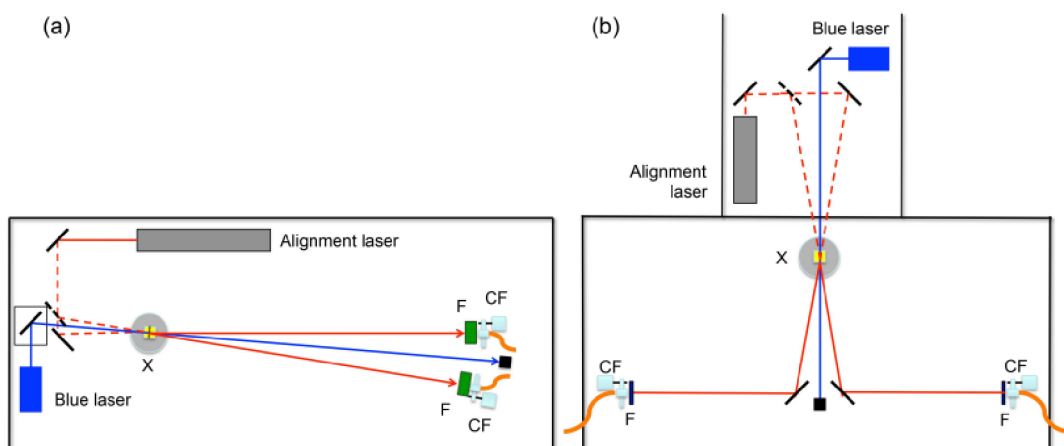
Světlo se při průchodu interferometrem chová jako vlna, po průchodu děličem svazku je detekováno pouze na jednom z detektorů a ukazuje se tak částicová podstata světla. Podstatným jevem je zde možnost změřit  $g^{(2)}(0)$  současně s naměřením interferenčního obrazce<sup>6</sup>.

## 3.3 Další možná uspořádání experimentů

Mnou použité uspořádání experimentů by se mohlo označit jako uspořádání typu „V“ s čerpacím paprskem 405 nm umístěným uprostřed (rovnoběžně s hranou stolu). Toto uspořádání je intuitivní z hlediska vlastností materiálu a symetrii. Výhodou je nepochybně názornost a rychlá schopnost orientace, nevýhodou může být obtížnější vyladění v případě přidání detektoru B' (polarizačního děliče svazku a následně polarizačního interferometru). Jiná možná uspořádání experimentu naznačuje obr. 3.7, který představuje uspořádání SPDC, který je základem obou experimentů.

---

<sup>6</sup> Experiment nabádá, že by mohlo dojít k porušení principu komplementarity. K porušení principu zde nedochází, neboť měření, ukazující částicové chování, probíhá mimo interferometr. V naší sestavě není žádný způsob, jak můžeme zjistit cestu fotonu interferometrem. Uvnitř interferometru je tedy manifestována vlnová podstata světla, částicová vně (mimo interferometr) [Beck].



Obr. 3.7: Schéma rozmístění základu experimentu SPDC: (a) „V“ rozmístění s paprskem 810 nm rovnoběžně s hranou stolu, (b) „T“ rozmístění s paprsky 810 nm v opačných směrech. Schéma zachycuje základní optické prvky, tedy DC krystal (X), zdrojový laser čerpacího svazku (Blue laser), ladící laser (Alignment laser), filtr (F) a sběrnou optiku (CF) [17].

„V“ rozmístění s paprskem 810 nm rovnoběžně s hranou stolu – Toto rozmístění uvádí Galvez [17] jako ověřeně spolehlivé a efektivní, kdy fotonové páry letí stejným směrem „bok po boku“. Výhodou je nepochybně jednodušší upravení dráhy subfrekvenčního paprsku (rovnoběžného s hranou stolu) v kolmých směrech (např. při vložení Machova-Zehnderova interferometru) [17]. Celkově je „V“ rozmístění kompaktnější a jednodušší na vyladění.

„T“ rozmístění s paprsky 810 nm v opačných směrech – Z pedagogického hlediska pro ověření nelokality (např. Einstein-Podolsky-Rosen paradox) se zdá být toto rozmístění názornější, kdy fotony letí každý v jiném směru a jejich vzájemná vzdálenost se prodlužuje [17]. Nevýhodou může být vyšší náročnost na prostor na stole i na samotné vyladění (kvůli většímu množství použitého materiálu, např. zrcadel).

Experiment umožňuje použít krychlový polarizační dělič svazku s rozdělovacím poměrem 50:50 nebo 80:20, neboť  $g^{(2)}(0)$  je nezávislé na rozdělovacím poměru. Limit nastává v případě, kdy se dostáváme příliš blízko hodnotám rozdělení 100:0 (a obráceně), neboť v danou chvíli nepoletí na jeden z detektorů dostatek fotonů, statisticky se zvětší chyba měření a experimentálně se  $g^{(2)}(0)$  nebude chovat „hezky“ [4].

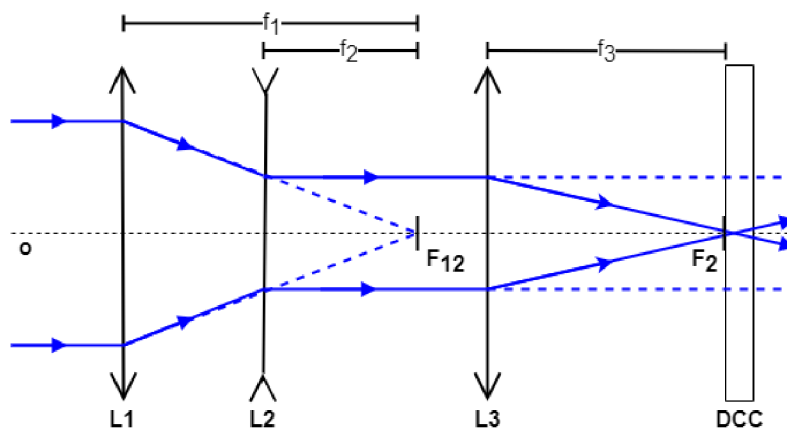
### 3.4 Ladící postupy a sekce odstraňování problémů

Tato kapitola je určena především pro odbornou obsluhu jakožto manuál přípravy sestavy experimentů pro demonstrační či laboratorní úlohy. Níže se nachází rady a tipy, které jsem objevil během konstrukce experimentů. Rozsáhlejší a podrobnější postup vyladění nabízí [4].

#### 3.4.1 Vyladění optické dráhy

Velmi užitečným nástrojem pro jednodušší vyladění všech experimentů se jeví zvolení si jednotné roviny paprsků v určité výšce nad stolem – v mém případě to bylo 13 cm. Touto cestou dojde k odstranění stupně volnosti a k výraznému usnadnění veškerého vyladění.

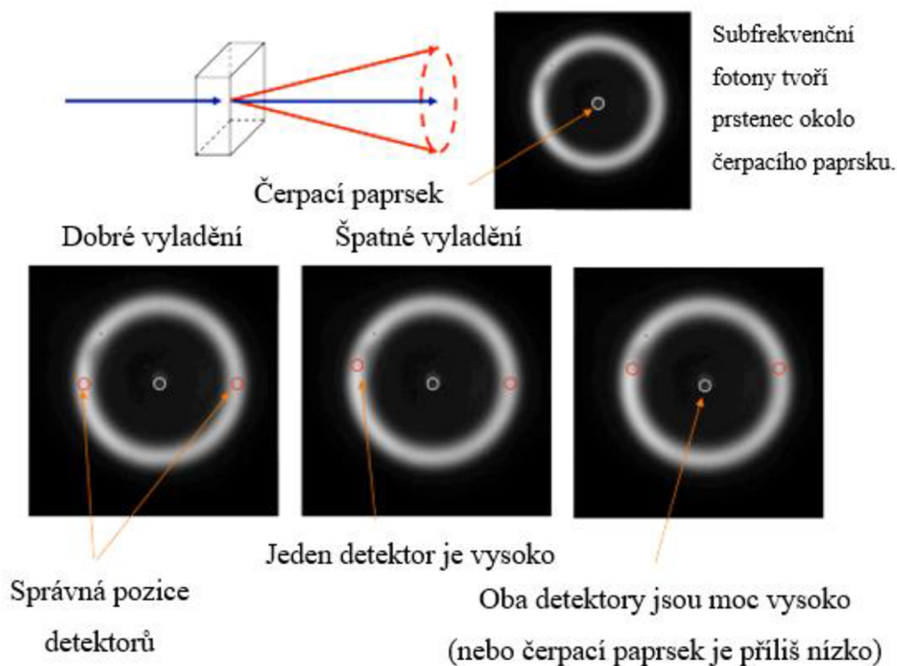
Vyladění čerpacího paprsku: Pro primární vyladění čerpacího paprsku jsem použil parabolické zrcadlo. Vzhledem k potřebě kolimovaného svazku dopadajícího na DC krystal jsem použil teleskop (viz obr. 3.8), kdy jsem zmenšil průřez paprsku, tím zvýšil intenzitu a tím účinnost konverze. Protože paprsek nebyl dokonale lineárně polarizován (viz kap. 4.2.3), vložil jsem do dráhy paprsku lineární polarizátor ve směru hlavní poloosy eliptické polarizace. Tuto polarizaci jsem poté stočil pomocí půlvlnné destičky, aby na DC krystal dopadalo vertikálně polarizované světlo.



Obr. 3.8: Orientační schéma teleskopu vloženého do dráhy čerpacího paprsku pro zvýšení účinnosti konverze. Čočky L1 a L2 mají společné ohnisko  $F_{12}$  a zajišťují primární zúžení svazku, spojka L3 zaostřuje paprsek na DC krystal; optická osa (o). Použité optické prvky: L1 (LA1229-B,  $f_1 = 175$  mm), L2 (LC1715-B,  $f_2 = -50$  mm), L3 (LA1464,  $f_2 = 1000$  mm)

Vyladění AB koincidencí: Nastavil jsem jednotnou výšku sběrné optiky a změřil vzdálenost kolmice očekávaného umístění sběrné optiky od DC krystalu. Vypočítal jsem přibližnou polohu vzdálenosti sběrné optiky od čerpacího paprsku a umístil ji. Následně jsem pomocí ladícího laseru zpětným paprskem vyladil tuto dráhu. Poté jsem opatrným posunem a úpravou náklonu vyladil sběrnou optiku detektoru A, abych maximalizoval počet detekovaných subfrekvenčních fotonů (doporučuji udělat s úzkopásmovým filtrem nejprve s širším rozsahem, např.  $810 \pm 30$  nm a následně  $810 \pm 10$  nm). Následně jsem postup zopakoval pro sběrnou optiku detektoru B s tím, že jsem se primárně nesnažil maximalizovat detekci na B, nýbrž koincidence AB.

V případě, že nejsou detekovány žádné koincidence, mohlo dojít k několika problémům. Nejprve bych zkontroloval DC krystal, že je vhodně natočen i nakloněn. Poté bych zkontroloval obě optické dráhy a vyladění navázání sběrné optiky na vstupy do detektorů (a zda není problém někde po cestě). V případě, že je detekováno výrazné množství fotonů, ale jen málo AB koincidencí, je možné použít clonky nebo polarizátor k odstínění rušivého světla. Dalším případem slabé detekce koincidencí může být nepřesnost vyladění roviny paprsků nad stolem (viz obr. 3.9).



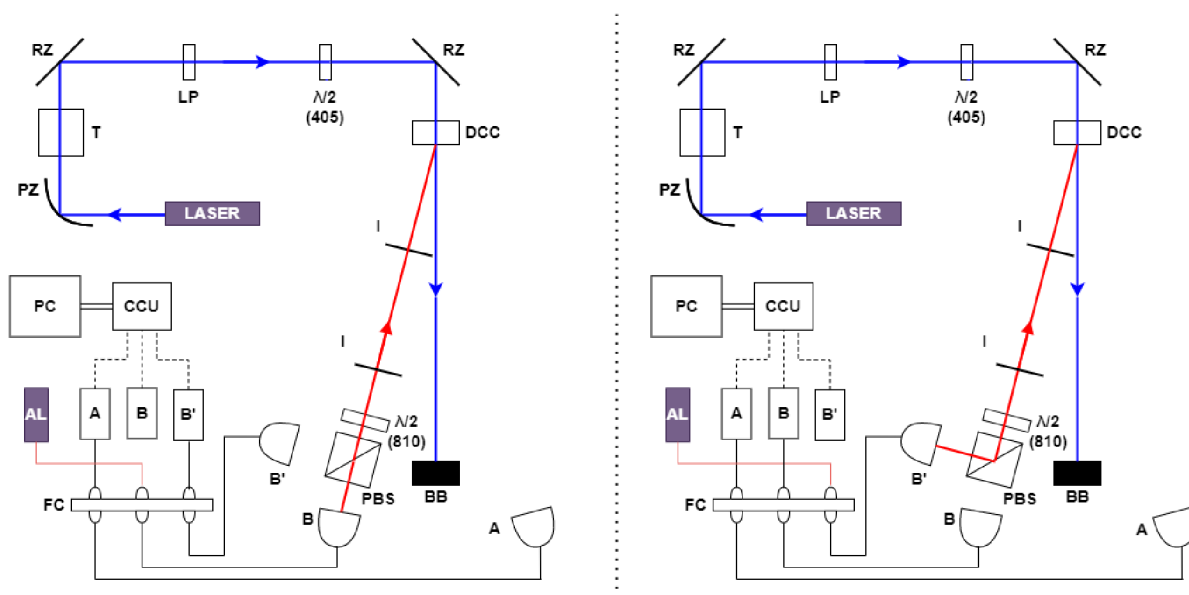
Obr. 3.9: Varianty vhodného a nevhodného vyladění SPDC [3]

Důkaz existence fotonů: V tomto experimentu je předpokládán příchod studentů do laboratoře s již umístěnou a vyladěnou sestavou pro detekci AB koincidencí. Jejich prvním úkolem bude vložení polarizačního děliče svazku (PBS) do dráhy paprsku B a vložení půlvlnné destičky (810). V tento okamžik by se již rozhodně nemělo hýbat s prvky již pevně umístěnými na stole (především DC krystalem, sběrnou optikou A a B). Následně by mělo dojít k vyladění optické dráhy B', kde je výhodné použít clonky.

Pro vyladění optické dráhy jsem použil metodu zpětného paprsku, kdy jsem skrze sběrnou optiku B vyslal paprsek ladícího laseru v opačném směru, než se chystám detekovat subfrekvenční fotony. Za použití zpětného odrazu jsem vložil a vyladil umístění polarizačního děliče svazku (PBS) do cesty podle obr 3.10 (vlevo). Poté jsem umístil do dráhy paprsku clonky, s jejichž pomocí je možné snadněji vyladit dráhu B' – jednu jsem umístil přímo za PBS a druhou před DC krystal tak, abych neblokoval žádný jiný paprsek (i co se experimentu týká). Poté jsem poslal ladící paprsek sběrnou optikou B' a vyladil jsem optickou dráhu B' tak, aby odražený paprsek na PBS procházel středy obou clonek. Tento případ je schematicky



zaznamenán na obr. 3.10 (vpravo). Až poté, co je experiment takto vyladěn, je možné přejít k ladění za použití programu VI a detektorů.



Obr. 3.10: Schéma vyladění sběrné optiky B (vlevo) a B' (vpravo) pomocí zpětného paprsku ladícího laseru (AL) a clonky (I).

*Tip: Pro vystředění zpětného paprsku ladícího laseru vycházejícího ze sběrné optiky B' na první clonku (nejblíže k PBS) je vhodné posouvat pozici sběrné optiky B', pro vystředění na druhé clonky si pomůžeme úpravou náklonu. Tyto dva postupy jsou opakovány, dokud není experiment alespoň hrubě vyladěn.*

Vyladění polarizačního interferometru (PI): Pro experiment s polarizačním interferometrem jsem nejprve posunul sběrnou optiku B a polarizační dělič svazku (PBS) o očekávaný posun paprsku (v mém případě 4 mm) a vložil do cesty oddělovač polarizovaných svazků (BDP2) tak, že vychýlený paprsek procházel clonkou před DC krystalem. *V tuto chvíli může být nutné vložit půlvlnou destičku (HWP3) mezi PBS a BDP2, neboť skrz PBS prochází jen horizontálně polarizované světlo a v našem případě je užitečné vidět oba rozdělené paprsky vycházející z BDP2.* Po tomto vyladění jsem přidal půlvlnou destičku (HWP2) za BDP2 a vložil jsem další oddělovač svazku (BDP1) tak, abych mohl pozorovat sjednocení paprsku a jeho průchod clonkou před DC krystalem. Nakonec jsem přidal na stůl půlvlnou destičku (HWP1) mezi oddělovač a DC krystal. Následně jsem opět přidal clonku za polarizační dělič svazku tak, aby

ladící paprsek procházel středy obou clonek. Následně jsem poslal ladící paprsek po dráze B' a umístili sběrnou optiku B', že (bez úpravy náklonu a natočení) bude ladící paprsek odražen PBS a bude procházet středy obou clonek. *Při tomto hrubém ladění se jeví jako nejvýhodnější neměnit náklon ani natočení sběrné optiky B a B', jen jejich polohu.* Poté jsem vypnul ladící laser, otevřel clonky, spustil detektory a vyladil nejemno při samotné detekci subfrekvenčních fotonů zprostředkované VI.

Při ladění PI je výhodné nastavit pozici krokovacího motoru tak, aby byl umožněn posun motoru před i za tuto pozici. Ve svém případě jsem ladil experiment za polohy 5 mm krokovacího motoru, která odpovídá možnosti proměřit interval  $\pm 2$  mm (což se ukázalo jako dostatečné k proměření celého experimentu).

Pokud interference není pozorována, mohl by být problém v krokovacím motoru, kdy nedochází k náklonu BDP2, i když by mělo. Běžnějším problémem bývá nepřesné vyladění. V tomto případě je důležité postupovat opatrně a kontrolovat jednu komponentu po druhé. Doporučuji zejména zkontrolovat natočení obou oddělovačů (BDP) v držáku (zda jsou opravdu ve stejné rovině nad stolem jako všechny ostatní paprsky). *Občas mohou způsobit (i velké) nepříjemnosti zapomenuté maličkosti, např. uzavřené nevyladěné clonky.*

Pro experiment *Průchod jednotlivých fotonů interferometrem* je výhodné vyladit experiment tak, že v okamžiku, kdy studenti přijdou do laboratoře, pouze zkontrolují sestavu na stole začnou za pomoci softwaru přípravu měření (tj. aby na stole byl PI řádně umístěn a do značné míry vyladěn).

Používání Rochonova polarizátoru (RP) – Pro vyladění experimentu s RP jsem nemohl použít ladění pouze pomocí zpětného paprsku, protože RP nefunguje symetricky pro vychýlený paprsek. Využil jsem sestavy na stole a toho, že jsem nejprve vyladil experiment PBS, kde se dráha přímého signálního paprsku (vycházející z B) téměř nemění, proto jsem tuto dráhu vyladil jako první – a její průchod interferometrem pomocí cesty zpětného paprsku ladícího laseru skrze sběrnou optikou B. Poté jsem použil extra sběrnou optiku<sup>7</sup>, pomocí níž jsem navedl světlo do předpokládané dráhy signálního paprsku a vyslal jsem paprsek (ve směru od

---

<sup>7</sup> Pro ladění optické dráhy s RP se rozhodně hodí mít jednu navíc.

DC krystalu k detektorům) tak, abych sběrnou optikou B co nejlépe zobrazil paprsek na stínítku vloženém místo detektoru B. *(Pozn.: Při k práci s ladícím laserem celé ladění probíhalo s vypnutými detektory! Toto vyladění nahrubo je i vzhledem k citlivosti samotného navedení paprsku do optického vlákna velmi užitečné. Pozor, v tento okamžik neladím sběrnou optiku B, ale mnou přidaný paprsek kopírující dráhu signálního paprsku!)* Jakmile jsem paprsek na B vyladil, pokračoval jsem s laděním sběrné optiky B', pomocí níž jsem se snažil zachytit mimořádný paprsek vychýlený na RP a zobrazit jej na stínítko B'. Jakmile jsem uspěl, odstranil jsem extra paprsek z dráhy signálního paprsku, vypnul jsem ladící laser a zapnul jsem zdroj čerpacího paprsku a jemné doladění jsem provedl na subfrekvenčních fotonech se zapnutými detektory a detekci zobrazovanou pomocí VI. Toto ladění je náchylné na ztrátu paprsku, proto je dobré jej dělat velmi opatrně. V případě, že ani po tomto postupu nejsou vidět subfrekvenční fotony, doporučuji zkusit opět vyladit dráhu B (detekci AB koincidence) a teprve poté začít ladit dráhu B'.

### 3.4.2 Pravidla v laboratorních úloh

Kromě obecně platných pravidel pro práci v optické laboratoři je vhodné si nastavit se studentem speciální pravidla, která pomohou bezproblémovému průběhu měření (psána s ohledem na kolegiální v 1. os. mn. č.):

1. **Zapínáme detektory pouze a jen se svolením učitele**, a to poté, co student zkontroluje, že je ladící laser vypnutý a že jsou zhasnuta světla v místnosti.
2. V případě úpravy sestavy na stole **upravujeme jen to, co na stole nebylo připevněno před naším příchodem**. Budeme-li chtít upravit něco z již vyladěné aparatury, zeptáme se svého školitele.
3. Při změně nastavení experimentu **upravujeme jen to, co je výslovně napsáno v zadání**.
4. Při příchodu do laboratoře si **vždy důkladně zkontrolujeme sestavu na stole**.

Tato pravidla pomohou snížit riziko poškození materiálu (v případě detektorů) a rozladění experimentů. Samotné rozladění experimentu se může stát velkým problémem ve chvíli, kdy je zapomenuto, jak k rozladění došlo. Před laděním je užitečné si položit otázku, jestli jsem schopný se po tomto kroku vrátit zpět do původní polohy, nebo jestli je daný krok nezbytný

ve zlepšení ladění i za cenu, že ztratím i tak cenné vyladění předchozích částí experimentu. *Pozn.: Vzhledem k tomu, že většina experimentů na sebe navazuje je výhodou již v počátku (koincidence AB) vyladit experiment důkladně. Zároveň je dobré se k vyladěnému již nevracet a nepřeladovat, pokud to není vyloženě nutné, aby nedošlo ke ztrátě možnosti porovnání hodnot jednotlivých experimentů či aby nedošlo k celkovému rozladění optické cesty.*

### **3.4.3 Zprovoznění výpočetní sestavy experimentu**

Experimentální sestava vyžaduje jistou posloupnost zapínání elektronické výpočetní aparatury. Konkrétně se jedná o zapnutí počítače, FPGA karty a zapnutí VI. Vzhledem k používání přídatného hardware je nutné nejprve spustit počítač (nejlépe i přihlásit uživatele) a až poté je možné zapnout FPGA kartu (případně krokovací motor – i s dokovací stanicí). Pokud je FPGA karta zapnuta příliš brzy, může se stát, že ji počítač nerozezná – jedinou možností je opět vypnout FPGA kartu, restartovat počítač a zapnout FPGA kartu až po spuštění počítače.

Pro správné fungování VI je nutné mít zapnutou FPGA kartu, jinak není možné program ukončit tlačítkem „STOP“ (a jedinou možností je postupovat pomocí tvrdého ukončení programu). V případě že ani se zapnutou FPGA kartou připojenou k počítači program VI nepracuje správně, doporučuji zkontrolovat, zda vstup COM odpovídá připojení karty. Podrobný popis funkcí a práce s VI je uveden v kapitole 2.2.

### **3.4.4 Tipy a triky pro obsluhu**

„*Trpělivost, trpělivost, trpělivost.*“ Vyladění experimentů na sebe vzájemně navazuje a je výhodné dodržovat postupy chronologicky, jak jsou zde experimenty popsány. Rozladění experimentu je snadné (z osobní zkušenosti je např. velmi citlivou komponentou na vyladění DC krystal). Používání clonek může pomoci stabilizaci měření (či ladění) a zabraňuje případné ztrátě optické dráhy, při přeskupování optických prvků na stole. Doporučuji na vyladění experimentů nespěchat a spíše počítat s větším množstvím času – kvalitu přípravy následně zhodnotíte „hezkými“ výsledky experimentu.

Pokud není potřeba pracovat s krokovacím motorem, je lepší nastavit tlačítko *Stepper motor present?* na *NO*, dojde tak k ušetření času s nabíháním VI (funkcí *Homing* a nastavením motoru do nulové polohy).

„*Nepotřebujete-li detektory, nezapínejte je.*“ Samotné VI může velmi dobře posloužit na obsluhu krokovacího motoru, a to velmi dobře bez zapnutých detektorů, které jsou v rámci experimentů nejdražší (a také nejcitlivější) součástí. Jako velmi vhodné se ukázalo mít možnost buďto zapnout detektory nebo ladící laser – vyhněte se tak možnosti, kdy byste mohli mít zapnuté obojí a mohlo by tak dojít k nechtěnému poškození detektorů světlem, vůči kterému nejsou detektory chráněny filtrem.

Používání zeleného (monochromatického) světla samotné měření neovlivňuje, zapnutá obrazovka počítače ano. Pro ladění či jen hrubé měření jevů je možné nechat obrazovku zapnutou. V případě, že budete mít problém pozorovat ladící laser, doporučujeme snížit světelný jas v místnosti, případně je možné použít CCD kameru.

Všechna měření je vhodné provést za stejného napětí na zdroji – obecně zde neplatí, že vyšší napětí implikuje více detekovaných koincidencí.

Při vyladování experimentu (především v případě používání ladícího laseru) může dojít k poškození nebo ušpinění koncovky optického kabelu. Výsledkem může být výrazné snížení detekovaného světla v dané optické dráze. V případě trvajících problémů s naladěním očekávané detekce doporučuji očištění koncovky optického kabelu, v případě viditelného poškození vyleštění (k inspiraci např. [26]).

## 4 NAMĚŘENÁ DATA

Obsahem kapitoly jsou naměřené hodnoty, přepočítané a vypočítané výsledky měření. Pro snazší orientaci je z naměřených hodnot vždy vypočítána hodnota průměrná a ta je následně vyjádřena ve vztahu počtu detekovaných fotonů za jednotku času (neboli  $[s^{-1}]$ ). V případě označení „natočení půlvlnné destičky“ myslím „natočení rychlé osy půlvlnné destičky“. První tvar nemusí být na první pohled jednoznačný, ovšem bývá často používán i v literatuře, a tímto vyjasněním se snažím předejít zbytečnému nedorozumění.

Pokusy proběhly v místnosti s teplotou  $t = 20 - 22$  °C za rozmístění sestavy popsané v kapitole 3. Ve většině případů jsem v rámci jednoho měření sesbíral 10 bodů měření, každý za dobu sběru  $T = 10$  s. V opačném případě vždy upozorním, že se měření lišila. Toto nastavení se ukázalo jako vhodné po provedení několika zkušebních experimentů.

Protože je celý experiment velmi citlivý na světelné podmínky, v případě zapnutých detektorů jsem vždy vypnul světla v místnosti a pro orientaci jsem používal čelovou LED svítilnu se zeleným světlem. Při měření s tímto světlem jsem nezaznamenal, že by jakkoli měnilo výsledky experimentů (kap. 4.2).

Podrobný popis experimentů a schematické znázornění je k nalezení v kapitole 3, v kapitole 5 jsou diskutovány výsledky.

### 4.1 Matematický aparát a chyby měření

Výpočet průměrné hodnoty  $\bar{x}$  byl proveden pomocí vzorce

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{mi}, \quad (4.1.1)$$

kde  $N$  odpovídá počtu měření,  $x_m$  měřené hodnotě (index  $m$  zde značí, že se jedná o měřenou hodnotu).

Chybu měření, která odpovídá vzdálenosti hodnoty daného měření od průměrné hodnoty, jsem počítal pomocí směrodatné odchylky.

Výsledná chyba u dvou-detektorového měření byla počítána podle vzorce:

$$\sigma_{(2-det)} = \sqrt{\left(\frac{\delta_{\Delta t}}{\Delta t} \cdot \bar{x}\right)^2 + \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2\right)^2}, \quad (4.1.2)$$

kde  $\Delta t$  je časové okno koincidence a  $\delta_{\Delta t}$  je příslušná chyba měření.

Chyba měření pro tři-detektorové měření odpovídá směrodatné odchylce podle vzorce:

$$\sigma_{(3-det)} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}. \quad (4.1.3)$$

Poissonovo rozdělení je definováno pro jevy s nízkou pravděpodobností nastání. Očekávaná směrodatná odchylka měření  $i$  je počítána jako

$$\rho_i = \sqrt{x_i} = \sqrt{\bar{x}_e}, \quad (4.1.4)$$

kde  $x_i$  je výsledek konkrétního měření a  $\bar{x}_e$  je střední hodnota měření (aritmetický průměr) [27]. Tuto chybu jsem počítal v případě výsledku konkrétního měření a jeho absolutní hodnoty (tedy v případě výpočtu viditelnosti interference).

Chybu měření viditelnosti interference jsem určil jako

$$\begin{aligned} \sigma_V &= \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial N_{AB \max}}\right)^2 (\sqrt{N_{AB \max}})^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial N_{AB \min}}\right)^2 (\sqrt{N_{AB \min}})^2} = \dots \\ &= \frac{2}{(N_{AB \max} + N_{AB \min})^2} \cdot \sqrt{N_{AB \max} N_{AB \min}^2 + N_{AB \max}^2 N_{AB \min}}, \quad (4.1.5) \end{aligned}$$

kde  $N_{AB \max}$ ,  $N_{AB \min}$  jsou maximální hodnoty v daném intervalu pozorované interference, v případě měření koherenční délky jsou to hodnoty naměřené poblíž pozice středu aproximace Gaussovy funkce.

## 4.2 Pozadí

Měření fotonů pomocí SPCM je náchylné na vnější světelné podmínky, proto jsem nejprve proměřil pozadí, za jakého proběhly experimenty. Snažil jsem se o odstínění primárních rušivých jevů na samotné experimenty (zastínění oken a dveří místnosti) a zjistit, které další jevy mají na měření vliv a které nikoli.

Ve snaze ochránit detektory jsem vytvořil zástěnu (stínící krabici), která sloužila k obecnému stínění od světla z okolí (místnosti). Pro odstínění nechtěného světla v optické dráze byl vložen barevný filtr před každý detektor. Za primární rušivé zdroje světla lze v rámci měření považovat jakékoli zdroje červeného světla – především denní světlo (procházející do laboratoře oknem a dveřmi), žárovky či ladící laser. V případě přítomnosti těchto rušivých zdrojů světla nebylo nikdy měřeno. Jako sekundární rušivé zdroje jsem považoval obrazovku monitoru, světla v místnosti, světla vedle v místnosti (za závěsem kóje), světlo čelové svítilny (LED, zelená), světlo samotného zdrojového laseru a jeho odraz v místnosti. Výsledky měření pozadí s rušivými zdroji jsou k nalezení v tabulce 4.1, kde sloupce  $N_A, N_B, (\dots)$  označují průměr počtu fotonů zaznamenaných na příslušném detektoru (resp. počet zaznamenaných koincidencí) za jednotku času. Měřil jsem s detektory  $A, B$  a  $B'$ .

Tabulka 4.1: Měření pozadí za přítomnosti sekundárních rušivých zdrojů (*vysvětlení: (a) čelová LED svítilna, (b) obrazovka monitoru, (c) blokový čerpací svazek, (d) světla ve vedlejší místnosti, (e) světla v místnosti s experimentem, (f) svícení stolní lampou s žárovkou*)

Sekundární rušivé zdroje	$N_A$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{ABB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]
-	1191,2	1116,0	1076,1	0	0	0	0
(a)	1190,4	1111,8	1075,5	0	0	0	0
(b)	1381,3	1527,5	1396,5	0,	0	0	0
(c)	1187,6	1122,5	1085,2	0	0	0	0,2
(d)	1653,1	2129,3	1859,7	0	0,	0	0,1
(e)	34009,9	70447,2	53192,9	22,9	16,2	0	27,1
(f)	624803,7	1290123,1	749361,9	6554,6	3674,1	28,2	7863



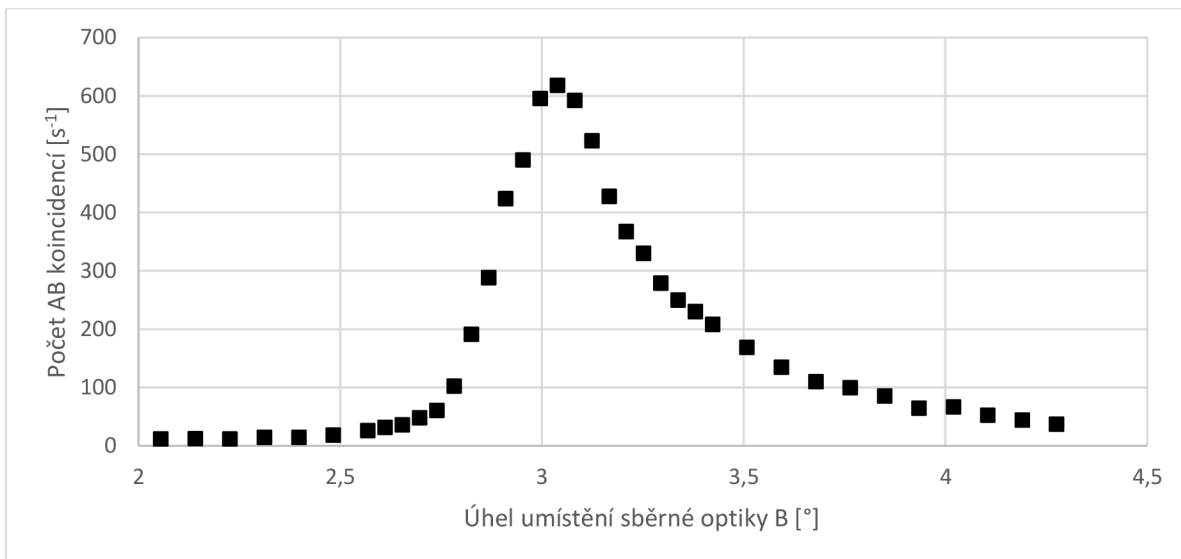
Z měření vyplývá, že se zapnutými světly ve vedlejší místnosti rostou hodnoty světelného pozadí na dvojnásobek, počty koincidence se zásadně nemění (pouze lehce roste počet  $BB'$  koincidence). Použití čelové LED svítivny téměř nemění hodnoty světelného pozadí a lze je považovat za nerušivé. Ostatní měření mají jen informativní hodnotu. Chyby měření zde nemají vypovídající hodnotu, proto nejsou uvedeny.

### **4.3 Měření spontánní sestupné parametrické konverze**

Připravil jsem na optický stůl sestavu podle obr. 3.1 a pro lepší vyladění jsem provedl několik měření. Na základě obdržených výsledků jsem upravil optickou dráhu a pokračoval experimentem s důkazem existence fotonu (kapitola 4.3).

#### **4.3.1 Závislost počtu koincidence na pozici sběrné optiky**

Při vyladování sestavy na stole je vhodné proměřit závislost počtu koincidence na pozici sběrné optiky. Technické parametry DC krystalu (viz kap. 2.1.3) udávají úhel mezi subfrekvenčním a čerpacím paprskem  $\alpha = 3^\circ$ . Nejprve jsem umístil a vyladil sběrnou optiku pro detektor  $A$  (pro maximální počet detekovaných fotonů s úzkopásmovým filtrem NBF810-10). Poté jsem umístil sběrnou optiku pro detektor  $B$ , kterou jsem po kroku 2 mm posouval po kolmici od trajektorie čerpacího paprsku. Oblast u středu pozice (odpovídající  $\alpha = 3^\circ$ ) jsem následně proměřil po kroku 1 mm pro lepší rozlišení. Tento postup je velmi náročný na provedení (při každé změně pozice je nutné přenastavit polohu sběrné čočky), ale je zde na místě (srov. [4]), neboť pouze tímto způsobem lze maximalizovat počet koincidence. Na obr. 4.1 je pozice sběrné optiky detektoru  $B$  přepočtena na úhel, který svírá dráha subfrekvenčního (signálního) paprsku s dráhou čerpacího paprsku.

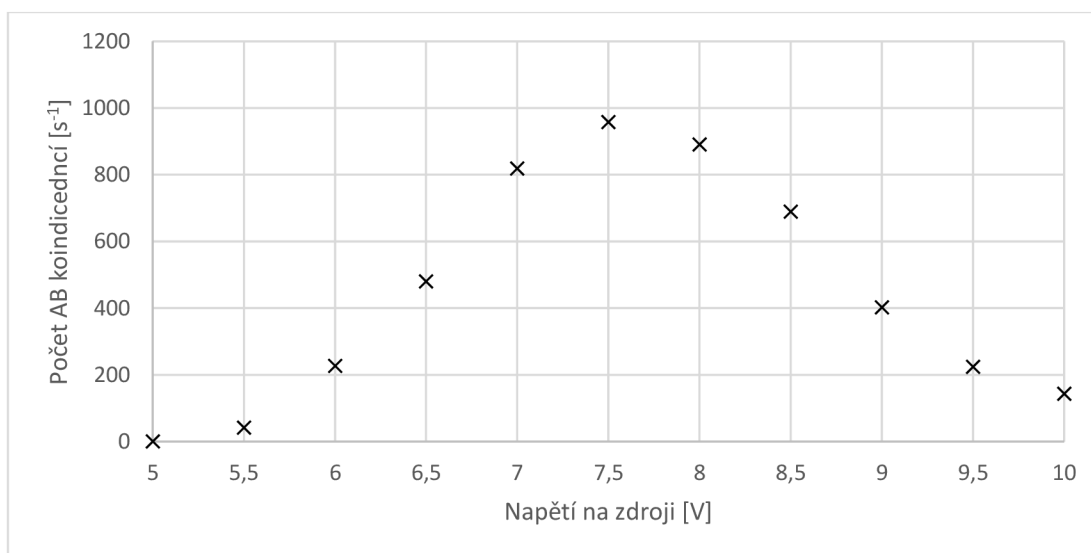


Obr. 4.1: Graf měření počtu AB koincidence v závislosti na pozici sběrné optiky *B*

Z grafu výše je možné vyčíst, že počet AB koincidence je závislý na poloze sběrné optiky (měřeno při konstantním napětí zdroje). Sběrnou optiku *B* jsem následně umístil na pozici, kde byl počet koincidence maximální.

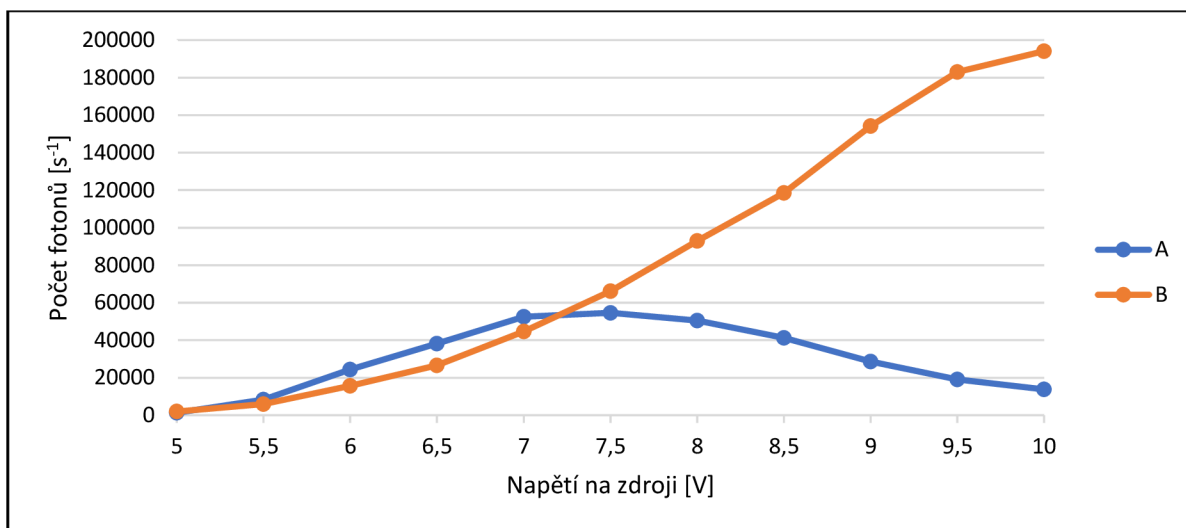
### 4.3.2 Závislost na zdrojovém napětí

Pro lepší představu o pozorovaném jevu jsem změnil závislost počtu AB koincidence na napětí zdroje při statickém umístění sběrné optiky z předešlého měření.



Obr. 4.2: Graf závislosti počtu AB koincidence na napětí zdroje

Obr. 4.2 znázorňuje závislost počtu koincidence na zdrojovém napětí – proto jsem si zvolil konkrétní napětí, s nímž jsem provedl většinu měření. Při podrobném zkoumání dat jsem vypočetl jev, kdy obr. 4.2 odpovídá počtu detekovaných fotonů  $A$ , ale liší se v počtu detekcí  $B$  (viz obr. 4.3). Maximální počet koincidence je měřen při napětí  $U_m = 7,5 \text{ V}$ , kdy se počty detekovaných fotonů na jednotlivých detektorech začínají výrazně rozcházet. Z důvodu úspory diody jsem zvolil pro všechna další měření jednotné napětí nižší,  $U = 7 \text{ V}$ , jehož hodnoty se významně neliší od  $U_m$ . Napětí zdroje  $U = U_z = 7 \text{ V}$  odpovídá napětí na diodě  $U_d = 2,8 \text{ V}$  (viz kap. 2.1.1).



Obr. 4.3: Graf počtu zaznamenaných fotonů na detektorech  $A$  a  $B$  při změně napětí zdroje

### 4.3.3 Koincidence AB

V rámci přípravy dalších experimentů je prvním krokem připravit na stole sestavu pro detekci koincidence mezi detektory  $A$  a  $B$ . Pro zjištění vyladění optické dráhy, s ohledem na navazující experimenty, jsem tuto sestavu proměřil. Měřením jsem obdržel tyto hodnoty (viz tab. 4.2).

Tabulka 4.2: Proměření AB koincidence

Typ měření	$N_A [s^{-1}]$	$\rho_A [s^{-1}]$	$N_B [s^{-1}]$	$\rho_B [s^{-1}]$	$N_{AB} [s^{-1}]$	$\rho_{AB} [s^{-1}]$
Pozadí	1429,6	37,8	1676,5	40,9	0,1	0,4
Koincidence 1	53795,9	231,9	80076,6	283,0	1482,1	38,5
Koincidence 2	53683,8	231,7	80178,7	283,2	1496,9	38,7

Z tabulky je mimo jiné vidět, že pozadí světla v místnosti při blokaci svazku má zanedbatelný vliv na samotné měření.

Pro získání hlubší kvalitativní informace o vyladění jsem provedl měření s přidáním různých typů úzkopásmových filtrů na vstup sběrné optiky detektorů *A* a *B*. Výsledky jsou k nalezení v tabulce 4.3.

Tabulka 4.3: Proměření koincidence úzkopásmovými filtry NFB810-30 a NFB810-10 (viz kap. 2.1.7).

Typ měření	$N_A [s^{-1}]$	$\rho_A [s^{-1}]$	$N_B [s^{-1}]$	$\rho_B [s^{-1}]$	$N_{AB} [s^{-1}]$	$\rho_{AB} [s^{-1}]$
Bez filtru	59632,9	244,2	88788,3	298,0	1476,8	38,4
NFB810-30 (det A)	49929,3	223,4	88382,6	297,3	1463,1	38,3
NFB810-30 (det B)	59739,2	244,4	83372,6	288,7	1529,9	39,1
NFB810-10 (det A)	7526,5	86,8	89174,8	298,6	125,9	11,2
NFB810-10 (det B)	59693,5	244,3	6250,3	79,1	92,6	9,6

Naměřené hodnoty ukazují, že velká část zaznamenaných fotonů je v rámci pásma  $810 \pm 30$  nm. Při použití užšího filtru je vidět snížení zaznamenaných fotonů přibližně na 13 % na detektoru *A* a na 7 % na detektoru *B* oproti hodnotám bez filtru a v návaznosti na to pokles počtu koincidenčí. Tento rozdíl si vysvětlují tím, že v závislosti na poloze sběrné optiky detekujeme jinou množinu fotonů na *A* a jinou množinu na *B* (o střední hodnotě jiné vlnové délky, než je 810 nm). Z tabulky vyplývá, že pro světlo o vlnové délce 810 nm je lépe vyladěn detektor *A*, zatímco na detektor *B* dopadá celkově více světla, ale o jiné vlnové délce než očekávané.

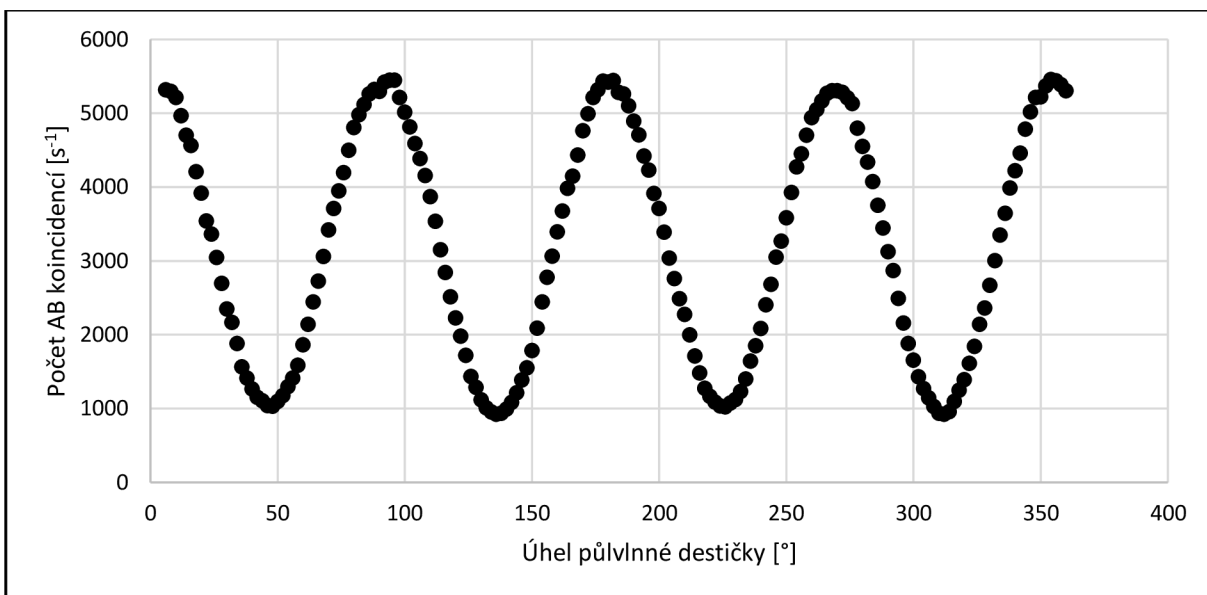
Za pomoci měření koincidenčí je možné odhalit kvalitu polarizace čerpacího paprsku. Při stáčení polarizace čerpacího paprsku (napětí na zdroji  $U = 7$  V) pomocí půlvlnné destičky (405) umístěné před DC krystal jsem naměřil tyto hodnoty.



Obr. 4.4: Graf neupraveného čerpací svazku

Z obr. 4.4 je patrné, že světlo je polarizováno elipticky s poloosami v poměru  $a : b = 7 : 4$ .

Do optické dráhy čerpacího paprsku jsem vložil lineární polarizátor (viz kap. 2.1.6), abych paprsek lineárně polarizoval. V tomto případě dojde ke ztrátě přibližně 25 % koincencí, nicméně si přesně nadefinuji polarizaci světla vylétajícího z DC krystalu. Obr. 4.5 prezentuje měření lineárně polarizovaného čerpacího paprsku při napětí  $U = 7 \text{ V}$ . Pro další měření jsem natočil půlvlnnou destičku (405) do pozice maximalizující koincidence  $AB$ .



Obr. 4.5: Graf lineárně polarizovaného čerpacího svazku

#### 4.3.4 Časové rozlišení koincencí

Pro následující měření jsem opět přidal na optický stůl detektor  $B'$  s příslušnou sběrnou optikou, nijak jsem neladil optickou dráhu  $B'$ . Všechna další měření probíhala i s detektorem  $B'$ .

Parametrem pro počítání  $g^{(2)}(0)$  u dvou-detektorového měření je časové okno koincidence  $BB'$  – časový interval, ve kterém při dopadu na detektor  $B$  musí dopadnout foton na detektor  $B'$ , aby byla zaznamenána koincidence, a obráceně. Pro získání hodnoty tohoto rozlišení jsem použil VI „Coincidence\_time\_res\_rs232(3\_2).llb“ [4].

Pro obdržení přesného výpočtu je nutné nechat na detektory dopadat světlo naprosto neuspořádaně v přibližném množství 500k – 1M fotonů za sekundu [4]. V tomto případě jsem použil tlumené světlo stolní lampy – žárovku. Výpočet časového rozlišení koincencí  $BB'$   $\Delta t_{BB'}$  je dán vztahem

$$\Delta t_{BB'} = \frac{N_{BB'}}{N_B N_{B'}}, \quad (4.3.1)$$

kde  $N_i$  je průměr počtu zaznamenaných detekcí za jednotku času. Takto je možné získat rozlišení  $AB$ ,  $AB'$  a  $BB'$  koincencí. Naměřené hodnoty jsou v tabulce 4.4.

Tabulka 4.4: Časové rozlišení koincidencí

Číslo měření	$N_A$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\Delta t_{AB}$ [ns]	$\Delta t_{AB'}$ [ns]	$\Delta t_{BB'}$ [ns]
1	211690	472895	2363712	819	3917	9204	8,182	7,829	8,234
2	225090	497117	2374197	912	4191	9728	8,153	7,842	8,242
3	221391	488732	2386985	881	4141	9591	8,145	7,836	8,221
4	222315	488974	2354339	886	4112	9493	8,154	7,857	8,246
5	222433	489528	2356891	891	4098	9475	8,186	7,816	8,212
6	222055	488798	2353510	882	4092	9492	8,124	7,831	8,251
7	222606	489872	2358295	886	4113	9533	8,125	7,835	8,252
8	227065	502611	2403039	935	4274	9957	8,193	7,834	8,244
9	229040	507918	2400591	946	4302	10043	8,134	7,824	8,237
10	183698	444917	2491956	670	3585	9127	8,202	7,831	8,232

Vypočítal jsem průměr a směrodatnou odchylku časového okna koincidencí  $\Delta t$ :  $\Delta t_{AB} = 8,16 \pm 0,03$  ns,  $\Delta t_{AB'} = 7,83 \pm 0,01$  ns,  $\Delta t_{BB'} = 8,24 \pm 0,01$  ns. Při dvou-detektorovém měření se k výpočtu využívá  $N_{BB'}$ , proto bude pro výpočty použito  $\Delta t_{BB'}$ .

Pro výpočet  $g^{(2)}(0)$  u tří-detektorového měření není parametr časového okna koincidence potřebný (viz kap. 1.2.3), neboť jsou uvažovány jen podmíněné koincidence.

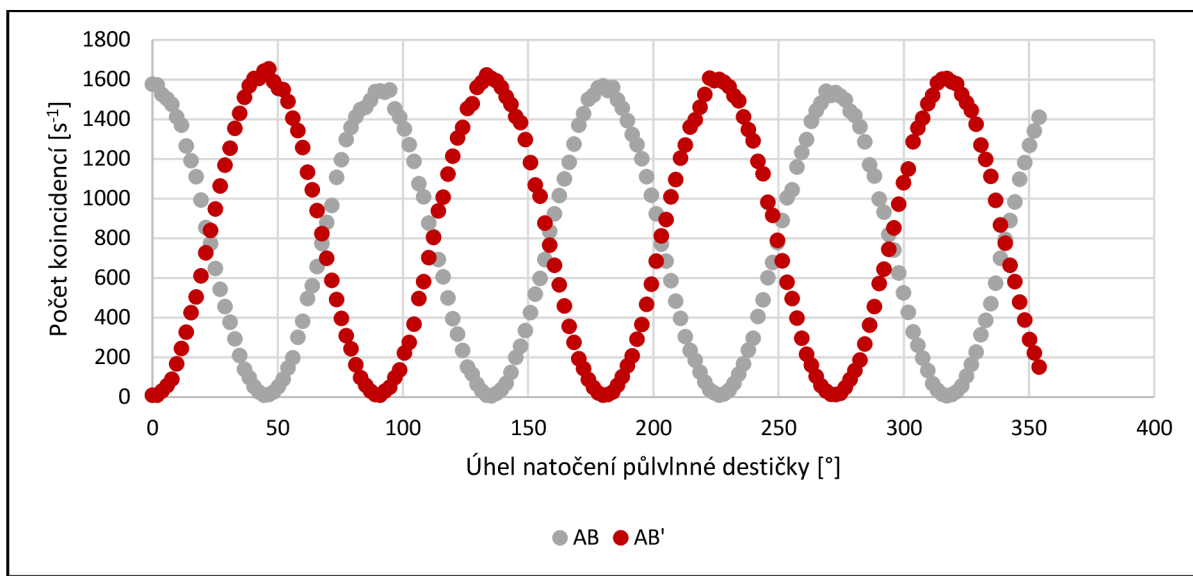
#### 4.4 Důkaz existence fotonu

Sestavu na optickém stole jsem nastavil podle obr. 3.2 (přidal jsem *polarizační dělič svazku* a půlvlnnou destičku) a za pomoci metody zpětného paprsku jsem vyladil experiment (kap. 3.4.1).

První měření bylo kvalitativního charakteru, kdy jsem za pomoci polarizačního děliče svazku (bez přítomnosti půlvlnné destičky) zjistil polarizaci světla vycházejícího z DC krystalu. Po přidání polarizačního děliče svazku do dráhy signálního paprsku dopadá všechno světlo na

detektor  $B$  – tento svazek je horizontálně polarizován (viz kap. 2.1.6), neboli světlo vylétající z DC krystalu je horizontálně polarizované.

Pro stáčení polarizace tohoto (signálního) svazku byla použita půlvlnná destička (viz kap. 1.1.1). Obr. 4.6 zaznamenává důsledek stáčení polarizace svazku před polarizačním děličem svazku.<sup>8</sup>



Obr. 4.6: Graf počtu AB a AB' koincidence při otáčení půlvlnné destičky (810)

V rámci následujících kapitol jsem provedl měření, která blíže specifikují, do jaké míry záleží na úhlu natočení půlvlnné destičky.

#### 4.4.1 Dvou-detektorové měření

Popis experimentu je zpracován v kapitole 3.1. Hodnota  $g^{(2)}(0)$  je počítána podle vzorce (1.2.10), při přepočtu dat na jednotku času se změnil vzorec na vztah

$$g_{2-det}^{(2)} = \frac{N_{BB'}}{N_B N_{B'}} \cdot \frac{1}{\Delta t} \quad (4.4.1)$$

Hodnota  $\varepsilon$  značí chybu měření podle (4.1.2).

<sup>8</sup> Pozn. aby nedošlo k desinterpretaci: Zde se nejedná o interferenci! Natočením půlvlnné destičky, polarizace signálního svazku, dochází ke změně dopadajícího světla na detektory  $B$  a  $B'$ .



$$\varepsilon_{(2-det)} = \sqrt{\left(\frac{\delta_{\Delta t}}{\Delta t} \cdot \overline{g^{(2)}(0)}\right)^2 + \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (g^{(2)}(0)_i - \overline{g^{(2)}(0)})^2\right)}, \quad (4.4.2)$$

Kde  $\delta_{\Delta t}$  značí odchylku měření časového okna koincidence. Provedl jsem 10 měření při úhlu natočení  $\theta = 22,5^\circ$  půlvlnné destičky (810), výsledky jsou v tabulce 4.5.

Tabulka 4.5: Dvou-detektorové měření (sloupec „Predikce“ označuje o kolik směrodatných odchylek je hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od předpovědi klasickou teorií  $g^{(2)}(0) = 1$ )

Číslo měření	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$g^{(2)}(0)$	$\varepsilon_{g^{(2)}(0)}$	Predikce
1	42787,0	43813,3	15,6	1,008	0,054	0,147
2	43153,4	44126,1	16,4	1,045	0,056	0,811
3	42701,1	43827,6	15,2	0,986	0,079	0,182
4	42297,1	43374,9	15,2	1,003	0,051	0,065
5	42840,5	44009,7	15,9	1,025	0,057	0,444
6	42196,7	43293,2	15,4	1,026	0,075	0,339
7	42521,8	43663,4	15,1	0,988	0,099	0,119
8	42474,5	43563,0	15,5	1,019	0,107	0,181
9	42635,0	43690,2	15,5	1,007	0,069	0,106
10	42534,4	43709,4	15,7	1,024	0,093	0,263
<b>Průměr</b>	<b>42614,1</b>	<b>43707,1</b>	<b>15,6</b>	<b>1,013</b>	<b>0,074</b>	<b>0,179</b>

Výše uvedená měření odpovídají klasické teorii v každém z jednotlivých měření, kdy je vypočítaná hodnota vzdálena od  $g^{(2)}(0) = 1$  v rámci jedné směrodatné odchylky. Znamená to rovněž, že zdroj světla je stabilní<sup>9</sup>.

Měření je možné provést se změnou těchto parametrů: počet bodů  $n$ , dobu měření  $T$ , zdrojové napětí  $U$  a úhel  $\theta$  natočení půlvlnné destičky (810).

Při změně počtu bodů  $n$  zvyšujeme statistickou přesnost měření. Proměření tohoto jevu je v tabulce 4.6.

<sup>9</sup> Podle Becka, nestabilní  $g = 2$ , tak s tím podle toho naložit!

Tabulka 4.6: Vliv změny počtu bodů měření  $n$  na hodnotu  $g^{(2)}(0)$  (sloupec  $n$  označuje počet bodů měření; sloupec „Predikce“ označuje „O kolik směrodatných odchylek je hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od předpovědi klasickou teorií  $g^{(2)}(0) = 1$ “)

Číslo měření	$n$	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$g^{(2)}(0)$	$\varepsilon_{g^{(2)}(0)}$	Predikce
1	2	44591,2	45069,4	15,9	0,957	0,046	0,925
2	4	43916,7	44444,2	16,3	1,012	0,084	0,141
3	6	44569,7	44933,4	15,6	0,942	0,047	1,220
4	8	44452,9	44764,5	17,5	1,065	0,112	0,579
5	10	43665,6	45784,9	16,4	0,992	0,099	0,076
6	12	43940,8	44377,9	16,7	1,039	0,081	0,486
7	14	44547,2	44949,3	16,0	0,970	0,081	0,372
8	16	44538,9	44921,6	16,1	0,976	0,070	0,346
9	18	44833,5	45088,9	16,4	0,983	0,080	0,213
10	20	44468,3	44756,7	16,9	1,028	0,068	0,406
11	100	44447,5	44735,9	16,5	1,008	0,062	0,133

Pro zaručení statistické významnosti budu uvažovat jen případy, kdy je  $n \geq 10$ . Za této podmínky nepodléhají data žádnému výraznému trendu, v případě  $n = 100$  se hodnota  $g^{(2)}(0)$  ustálila poblíž predikované hodnoty. Nadále budu uvažovat za adekvátní nastavení  $n = 10$ .

Při změně doby měření  $T$  je možné pozorovat změnu ve velikosti chyby měření, která se snižuje vzhledem k rostoucímu časovému intervalu. Výsledky měření jsou zaznamenány v tabulce 4.7.

Tabulka 4.7: Vliv změny doby měření  $T$  na hodnotu  $g^{(2)}(0)$  (sloupec  $T$  označuje dobu měření; sloupec „Predikce“ označuje „O kolik směrodatných odchylek je hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od předpovědi klasickou teorií  $g^{(2)}(0) = 1$ “)

Číslo měření	$T$ [s]	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$g^{(2)}(0)$	$\varepsilon_{g^{(2)}(0)}$	Predikce
1	2,5	43200,5	45425,3	15,5	0,960	0,171	0,235
2	5	43379,9	45650,3	16,8	1,027	0,134	0,202
3	7,5	43276,0	45512,1	16,8	1,035	0,107	0,329
4	10	43665,6	45784,9	16,4	0,992	0,099	0,076
5	12,5	43106,9	45409,3	16,2	1,005	0,059	0,091
6	15	43118,7	45343,5	15,2	0,944	0,063	0,895
7	17,5	43125,3	45359,4	15,8	0,979	0,085	0,248
8	20	43793,2	44348,9	16,1	1,008	0,031	0,254
9	22,5	44065,5	44543,2	15,6	0,962	0,044	0,848
10	25	43912,6	44440,2	15,7	0,974	0,051	0,516
11*	100	40429,5	41966,0	14,0	0,999	0,017	0,061

(\*Měření proběhlo v jiný den než předchozí měření.)

V rámci efektivitu měření je nutné najít rovnováhu mezi dobou měření (v laboratoři) a názorností výsledků. V tomto kontextu je rozumné i nadále pracovat s hodnotou  $T = 10$  s.

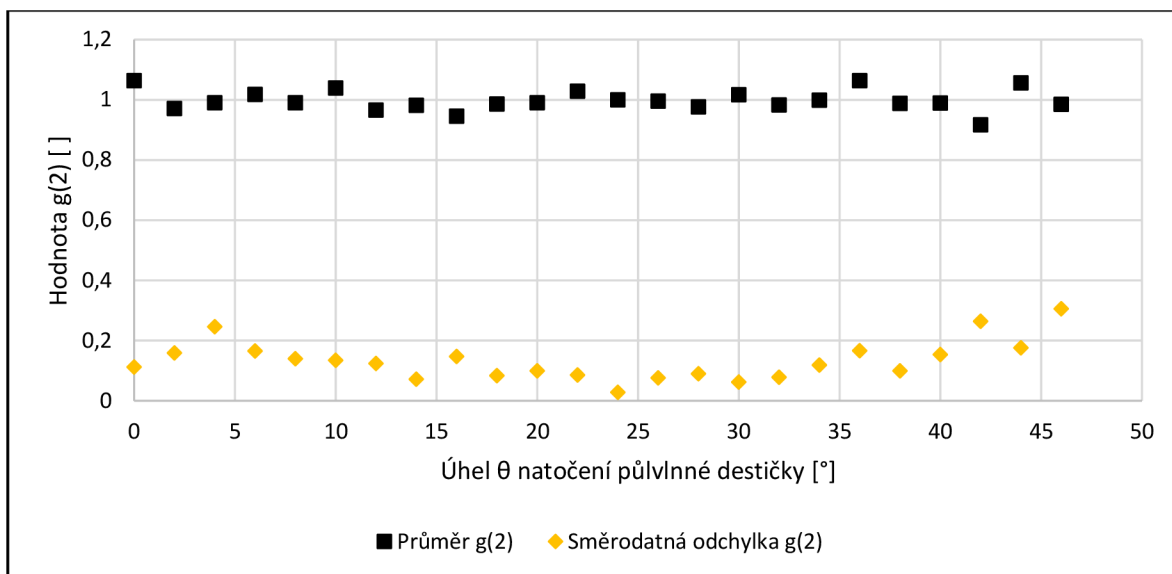
Změnu zdrojového napětí má smysl uvažovat, neboť podle grafu z obr. 4.3 při zvyšujícím se napětí roste intenzita signálního paprsku, ze které počítáme hodnotu  $g^{(2)}(0)$ . Při změně zdrojového napětí  $U$  jsem naměřil výsledky zaznamenané v tabulce 4.8.

Tabulka 4.8: Vliv změny zdrojového napětí  $U$  na hodnotu  $g^{(2)}(0)$  (sloupec  $U$  označuje napětí na zdroji; sloupec „Predikce“ označuje „O kolik směrodatných odchylek je hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od předpovědi klasickou teorií  $g^{(2)}(0) = 1$ “)

Číslo měření	$U$ [V]	$N_B$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{B'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{BB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$g^{(2)}(0)$	$\varepsilon_{g^{(2)}(0)}$	Predikce
1	5	2176,0	1905,0	0,0	1,171	1,525	0,112
2	5,5	5809,0	5582,7	0,3	1,048	0,731	0,065
3	6	15773,4	15626,7	2,2	1,073	0,263	0,279
4	6,5	26614,9	26557,1	5,8	1,001	0,139	0,007
5	7	44650,9	44850,6	16,4	0,991	0,044	0,211
6	7,5	66334,2	65897,9	36,3	1,009	0,046	0,189
7	8	93156,2	89167,0	67,2	0,982	0,040	0,444
8	8,5	121719,7	108868,0	107,8	0,987	0,027	0,482
9	9	153936,1	122340,0	156,1	1,006	0,022	0,255
10	9,5	182855,7	122232,8	183,3	0,995	0,024	0,210
11	10	193544,4	110805,5	176,7	1,000	0,031	0,001

Z tabulky vyplývá, že hodnota  $g^{(2)}(0)$  na změně napětí nezávisí. V případě měření č. 1 nedochází ke spontánní sestupné parametrické konverzi, směrodatná odchylka je vyšší než samotná hodnota  $g^{(2)}(0)$ . Jako zajímavý trend považuji snižující se hodnoty chyby měření. Nadále budu měřit s napětím  $U = 7$  V.

Při měření závislosti hodnoty  $g^{(2)}(0)$  na změně úhlu  $\theta$  půlvlnné destičky (810) s krokem natočení 2° před polarizačním děličem svazku jsem obdržel data prezentována v grafu níže.



Obr. 4.7: Závislost  $g_{2-det}^{(2)}(0)$  na úhlu  $\theta$  natočení půlvlnné destičky (810), rovina stočení polarizace svazku odpovídá  $2\theta$ .

Z obr. 4.7 je možné vyčíst, že poblíž pozice půlvlnné destičky, kdy na jeden detektor dopadá výrazně méně světla ( $4^\circ$  nebo  $46^\circ$ ), hodnota  $g^{(2)}(0)$  více kolísá (dosahuje vzdálenějších hodnot od  $g^{(2)}(0) = 1$ ) a směrodatná odchylka je výrazně vyšší než v ostatních případech. Naopak v případě pozice uprostřed měřeného intervalu ( $24^\circ$ , dělení signálního svazku v poměru 50:50) je hodnota směrodatné odchylky nejnižší. Potvrdil jsem, že na úhlu půlvlnné destičky nezáleží, pokud na oba detektory dopadá významné množství světla (nenachází se v blízkosti minima dopadajícího světla na jeden z detektorů)

#### 4.4.2 Tří-detektorové měření

Obdobně jako u dvou-detektorového experimentu jsem provedl sadu měření. Popis experimentu je zpracován v kapitole 3.1, hodnota  $g^{(2)}(0)$  je počítána podle vzorce (1.2.13), hodnota  $\sigma$  je směrodatná odchylka je počítána podle (4.1.3).

Provedl jsem 10 měření s těmito parametry: počet bodů  $n = 10$ , doba měření  $T = 10$  s, napětí zdroje  $U = 7$  V a úhel půlvlnné destičky (810)  $\theta = 22,5^\circ$ , výsledky jsou v tabulce 4.9.

Tabulka 4.9: Tři-detektorové měření (sloupec „Predikce“ označuje „O kolik směrodatných odchylek je hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od předpovědi klasické teorie  $g^{(2)}(0) = 1$ “)

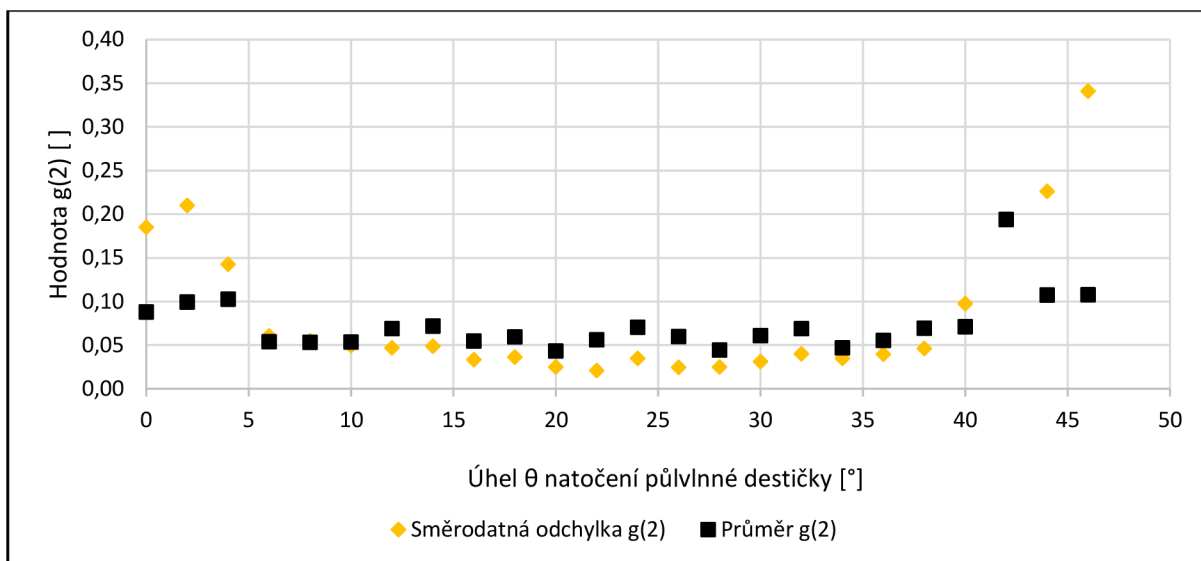
Číslo měření	$N_A$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{AB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$N_{ABB'}$ [s <sup>-1</sup> ]	$g^{(2)}(0)$	$\sigma_{g^{(2)}(0)}$	Predikce
1	58237,0	587,5	581,2	0,3	0,051	0,032	29,2
2	57510,2	606,6	600,3	0,4	0,060	0,026	35,6
3	57085,1	608,7	605,7	0,4	0,063	0,030	31,1
4	56916,7	606,8	602,6	0,4	0,061	0,015	61,0
5	56795,6	612,6	608,9	0,4	0,057	0,034	27,8
6	56642,7	616,3	611,3	0,3	0,038	0,036	27,1
7	56584,7	609,3	612,6	0,5	0,070	0,031	29,8
8	56612,3	618,5	615,4	0,4	0,056	0,033	29,0
9	56617,6	626,9	623,1	0,4	0,051	0,027	35,1
10	56777,0	631,4	619,2	0,4	0,060	0,029	32,7
<b>Průměr</b>	<b>56977,9</b>	<b>612,5</b>	<b>608,0</b>	<b>0,4</b>	<b>0,057</b>	<b>0,029</b>	<b>32,2</b>

Podle výše uvedených měření jsem překonal předpověď klasické teorie v každém z jednotlivých měření.

Měření je možné provést se změnou těchto parametrů: počet bodů  $n$ , dobu měření  $T$ , zdrojové napětí  $U$  a úhel půlvlnné destičky  $\theta$ . Výsledky měření pro změnu počtu bodů  $n$  a doby měření  $T$  kvalitativně odpovídají dvou-detektorového experimentu, za parametrů  $T = 100$  s jsem naměřil hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0,0476 \pm 0,0061$ .

V případě změny napětí  $U$  je s ohledem na kap. 4.3.2 evidentní, že výsledky budou zatíženy množstvím detekovaného světla na detektoru  $A$  a toto měření nemá žádnou vypovídající hodnotu.

V případě tří-detektorového měření dochází k výraznějšímu ovlivnění naměřených hodnot v závislosti na změně úhlu  $\theta$  půlvlnné destičky (810) před polarizačním děličem (s krokem 2°). Obr. 4.8 zobrazuje naměřená data, kdy v případě, že na jeden z detektorů  $B$  nebo  $B'$  dopadá výrazně méně fotonů (2° nebo 46°), kolísá hodnota  $g^{(2)}(0)$  a směrodatná odchylka dosahuje výrazně vyšších hodnot než v ostatních případech.



Graf 4.8: Závislost  $g_{3-det}^{(2)}(0)$  na úhlu  $\theta$  natočení půlvlnné destičky (810), rovina stočení polarizace svazku odpovídá (1.1.4).

#### 4.4.3 Měření experimentů s RP

Pro následující měření jsem vyměnil *polarizační dělič svazku* a nahradil jej *Rochonovým polarizátorem* (viz kap. 2.1.6).

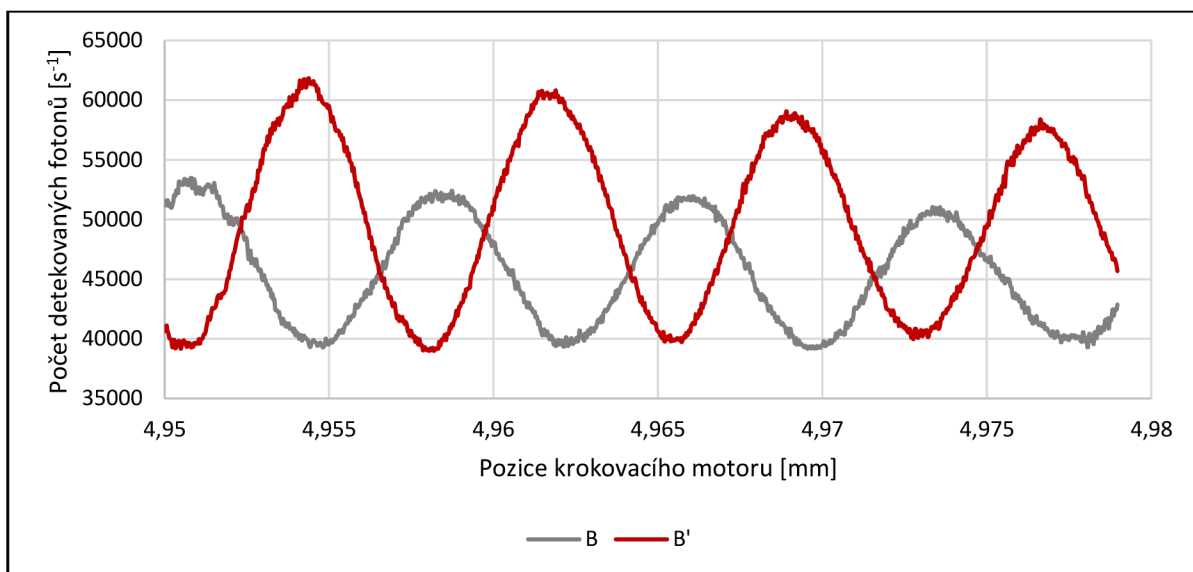
Pro dvou-detektorové měření jsem za parametrů  $n = 10$ ,  $T = 10$  s,  $U = 7$  V a  $\theta = 22,5^\circ$  naměřil data a vypočítal hodnotu  $g_{2-det}^{(2)}(0) = 0,996 \pm 0,056$ , která odpovídá předpovězené hodnotě klasickou teorií v rámci jedné chyby měření. Ve tří-detektorovém měření jsem za stejných parametrů získal z naměřených dat hodnotu  $g_{3-det}^{(2)}(0) = 0,107 \pm 0,034$ , která překonává předpověď klasické teorie o přibližně 26 směrodatných odchylek.

### 4.5 Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem

Přeuspořádal jsem sestavu na optickém stole a do dráhy signálního paprsku jsem přidal polarizační interferometr (kapitola 3.2). Pro následující měření jsem jako konečný polarizační analyzátor použil krychlový *polarizační dělič svazku* (viz kap. 2.1.6). Vzhledem k časové náročnosti experimentu jsem provedl všechna měření s dobou sběru dat  $T = 1$  s. Počet bodů měření se u jednotlivých měření liší podle velikosti kroku a velikosti měřené vzdálenosti. V grafech se objevují naměřené hodnoty nikoli průměrované hodnoty.

V polarizačním interferometru délka dráhy jednoho paprsku (od půlvlnné destičky po polarizační dělič svazku) činila téměř 49 cm, průměrná délka dráhy rozděleného svazku (ramen interferometru) je 15,5 cm.

Za nastavení půlvlnných destiček  $\theta_1 = 22,5^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$  a  $\theta_3 = 22,5^\circ$  jsem za pomoci krokovacího motoru nejprve odhadl pozici, kde se přibližně nachází maximum viditelnosti interference. Následně jsem provedl měření se změnou polohy krokovacího motoru o velikosti kroku  $s = 29$  nm.

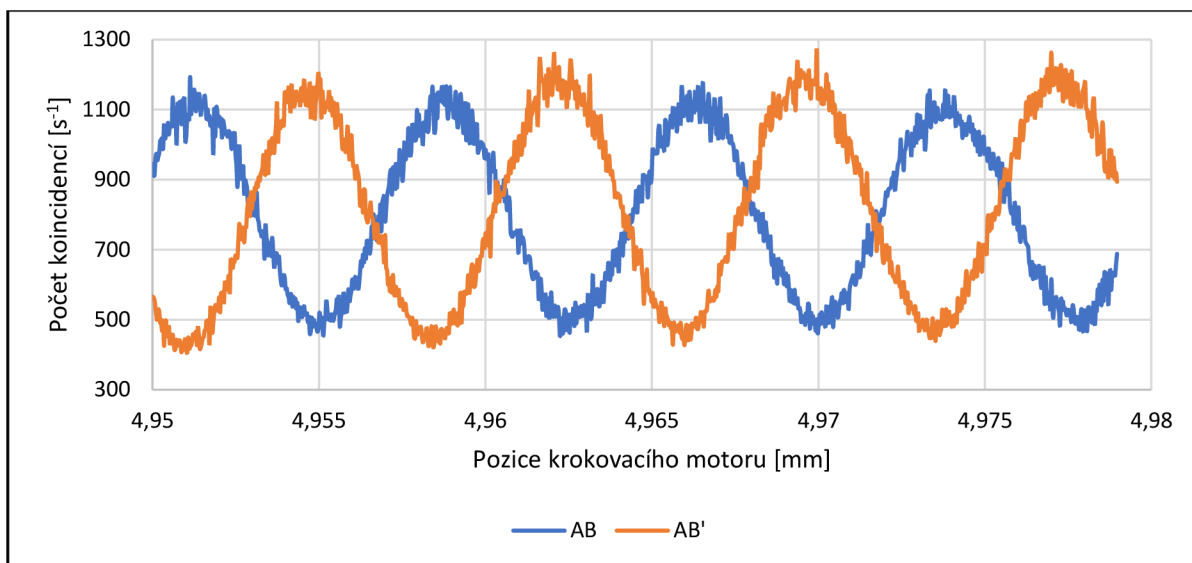


Obr. 4.9: Graf měření interference jednotlivých fotonů (bez podmínění detekcí A)

Jevu interference podléhají jednotlivé fotony detekované na  $B$  a  $B'$  (viz obr. 4.9). Viditelnost interference jsem spočítal podle (3.2.1) a její chybu podle (4.1.5) a pro dané měření vyšly hodnoty  $V(B) = 0,154 \pm 0,003$ ,  $V(B') = 0,227 \pm 0,003$ .

Současně jsem naměřil podmíněnou detekci (koincidence  $AB$  a  $AB'$ ), kdy dochází k interferenci jednotlivých fotonů (obr. 4.10).





Obr. 4.10: Graf měření interference jednotlivých fotonů s podmínkou detekce A

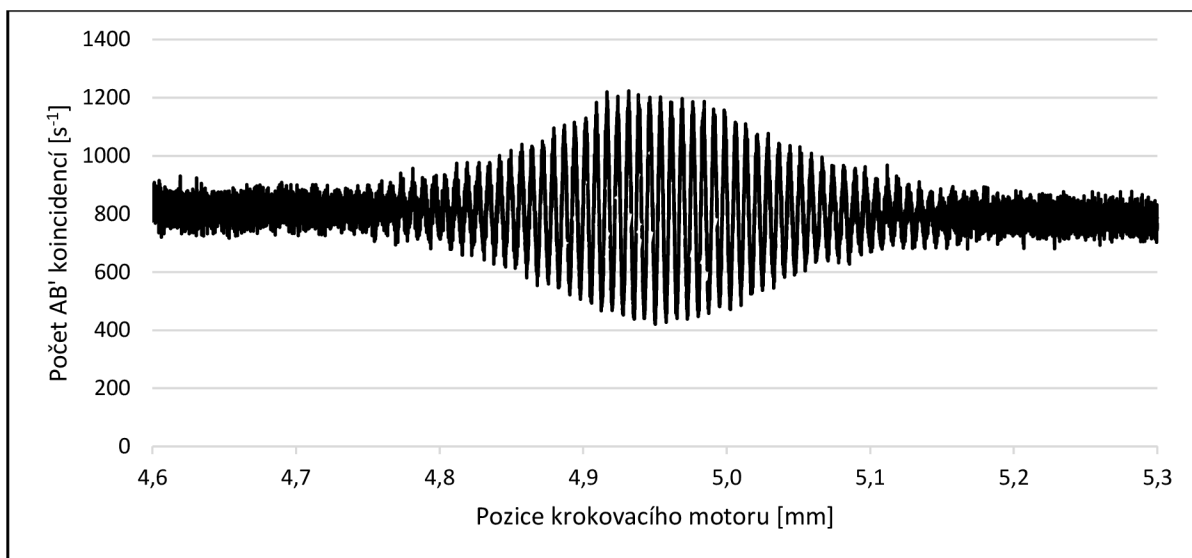
Viditelnost interference výše prezentovaného měření koincidence je  $V(AB) = 0,45 \pm 0,02$ ,  $V(AB') = 0,50 \pm 0,02$ . V rámci měření jsem vypočítal průměrnou hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0,053 \pm 0,071$ , která je přibližně o 13 směrodatných odchylek vzdálena od hodnoty  $g^{(2)}(0) = 1$ .

Ve snaze o získání lepší viditelnosti jsem počítal pouze s podmíněnou detekcí detektorem A (koincidencemi AB a AB') namísto detekcí B a B'. Pro bližší prozkoumání interference jsem provedl následující měření: Koherenční délka a maximální viditelnost interference, vymizení kvantové informace a částice a vlny.

#### 4.5.1 Koherenční délka a maximální viditelnost interference

Proměřil jsem koherenční délku, abych získal informaci o maximální viditelnosti interference – její hodnotu a při jaké pozici krokovacího motoru. S nastavením půlvlnných destiček  $\theta_1 = 22,5^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$  a  $\theta_3 = 22,5^\circ$  jsem provedl měření koincidence<sup>10</sup> při změně polohy krokovacího motoru o velikosti kroku  $s = 29 \text{ nm}$ .

<sup>10</sup> Z důvodu zachování přehlednosti grafu jsou v této kapitole prezentována data pouze AB' koincidence, jejichž viditelnost byla vyšší. Hodnoty AB koincidence vypadaly podobně, jen by došlo k posunu fáze mezi interferencemi koincidence o  $\pi$  (tj. v místě maxima AB' by se nacházelo AB minimum).

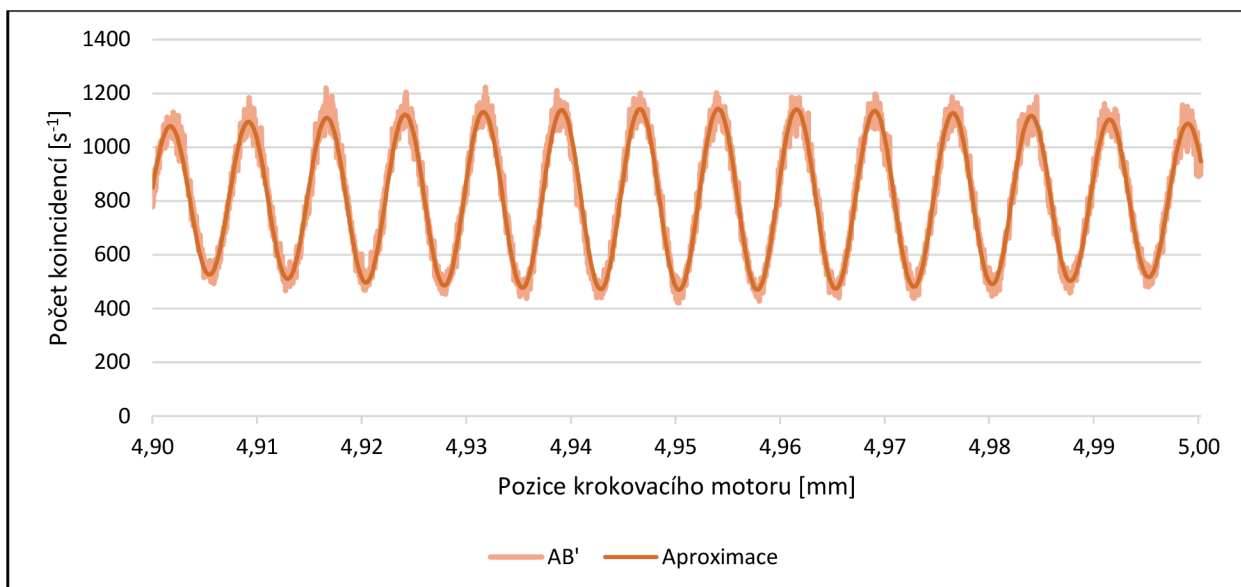


Obr. 4.11: Graf měření koherenční délky (bez filtru)

Obr. 4.11 zobrazuje naměřený interferenční obrazec a jeho obálku, tzv. „koherenční balík“. Výsledek měření jsem aproximoval křivkou, jejíž tvar jsem odhadl jako

$$f(x) = G(A, x_0, \sigma) \cdot \sin(\omega, \varphi) + P_0 = A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \cdot \sin(\omega x + \varphi) + kx + q, \quad (4.5.1)$$

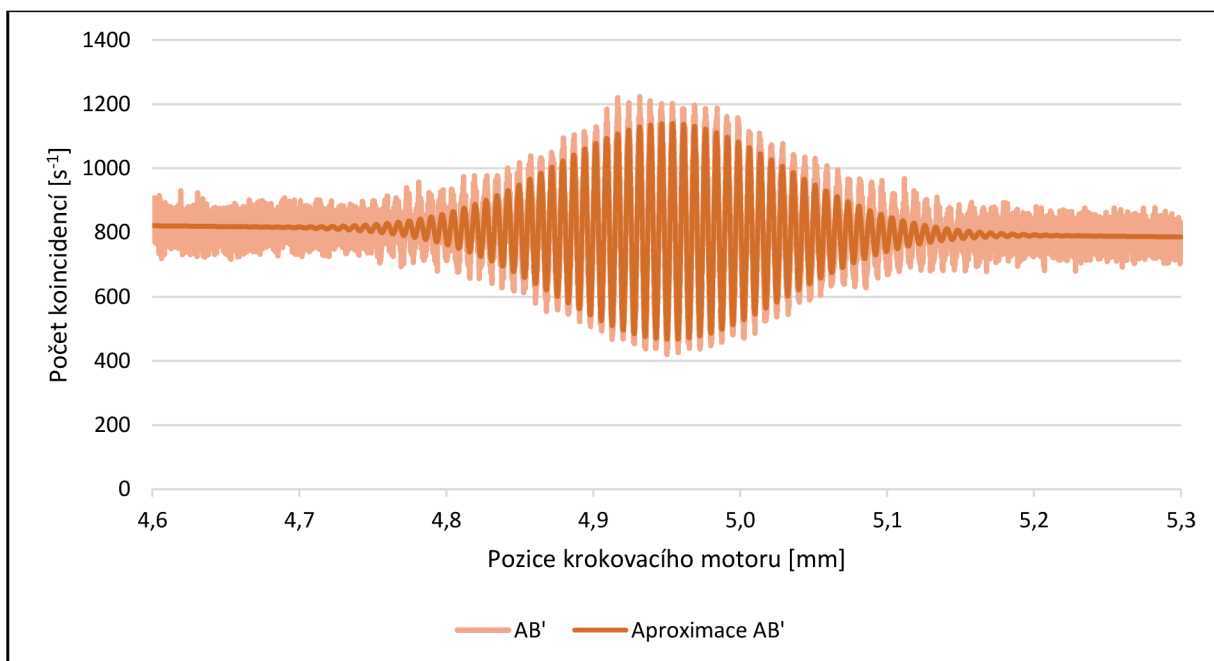
kde  $x$  označuje pozici krokovacího motoru,  $G()$  Gaussovu funkci,  $A$  amplitudu funkce,  $x_0$  polohu maximální hodnoty Gaussovy funkce,  $\sigma^2$  rozptyl,  $\omega$  úhlovou frekvenci interference,  $\varphi$  fázový posun a polynom  $P_0 = kx + q$  odpovídá průměrné hodnotě pozadí, která se vlivem změny délky ramen interferometru mění. Pro spočítání aproximace jsem použil metodu nejmenších čtverců a funkci SOLVER v programu Excel. Vzhledem k výpočetní náročnosti jsem nejprve spočítal hodnoty proměnných  $k, q$ , které odpovídaly průměrné hodnotě v daném místě. Následně jsem nechal vypočítat hodnoty  $A, \omega, \varphi$  na intervalu poblíž nejlepší viditelnosti interference (viz obr. 4.12) a s těmito parametry jsem následně spočítal  $x_0, \sigma^2$ .



Obr. 4.12: Aproximace naměřených dat funkcí  $f(x)$  - detailně

Naměřeným datům odpovídá funkce  $f(x)$  podle (4.5.1) znázorněná na obr 4.13, kde  $x$  odpovídá pozici krokovacího motoru.

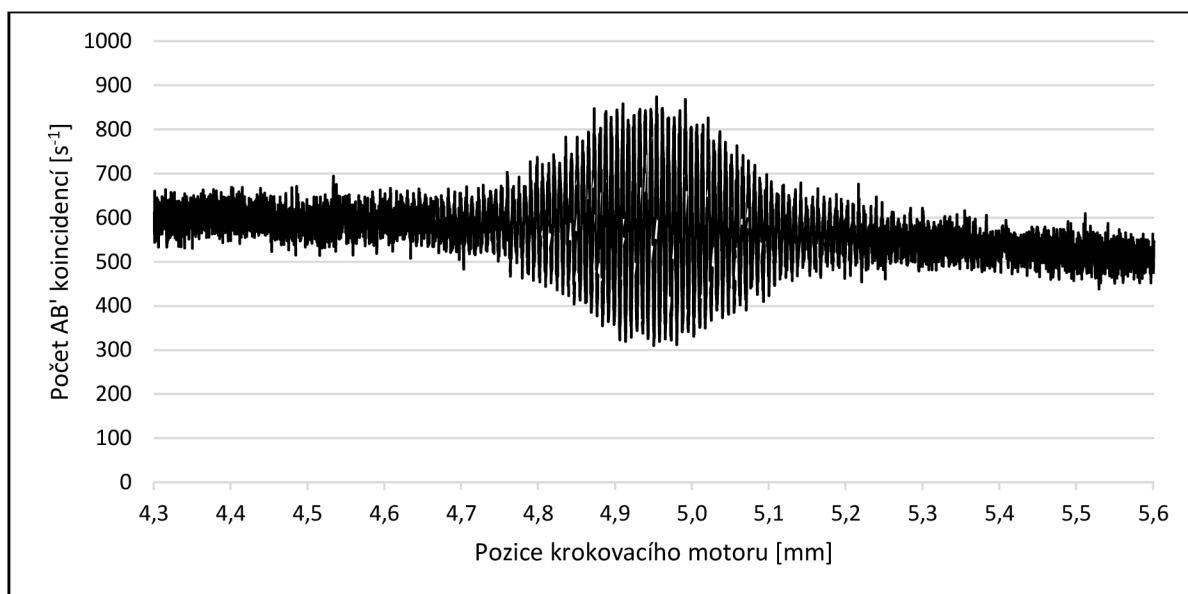
$$f(x) = 318,1 \cdot e^{\frac{-(x-4,9523)^2 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 6,8 \cdot 10^{-9}}} \cdot \sin(839591 \cdot x + 674) + 50 \cdot x + 1050,8 \quad (4.5.2)$$



Obr. 4.13: Aproximace naměřených dat funkcí  $f(x)$  – celý interval

Koherenční délka v interferometru odpovídá vzdálenosti posunu drah ramen interferometru, kdy viditelnost klesne na  $V = V_{max}/e$ . Maximální viditelnost jsem určil poblíž bodu s maximální hodnotu aproximované funkce, tj.  $x_0 \doteq 4,95$  mm., kterému odpovídá  $V_{max} = 0,48 \pm 0,02$ . Pro výpočet koherenční délky jsem využil rovněž aproximace, s jejíž pomocí jsem zjistil vzdálenost bodů s viditelností  $V = V_{max}/e = 0,177$  v míře posunu krokovacího motoru, která odpovídá  $l = 0,233$  mm. Pomocí přepočtu vzdálenosti posunu krokovacího motoru na vznik dráhového rozdílu jsem zjistil odhadnutou koherenční délku jako  $l_c = 23,3$   $\mu\text{m}$ .

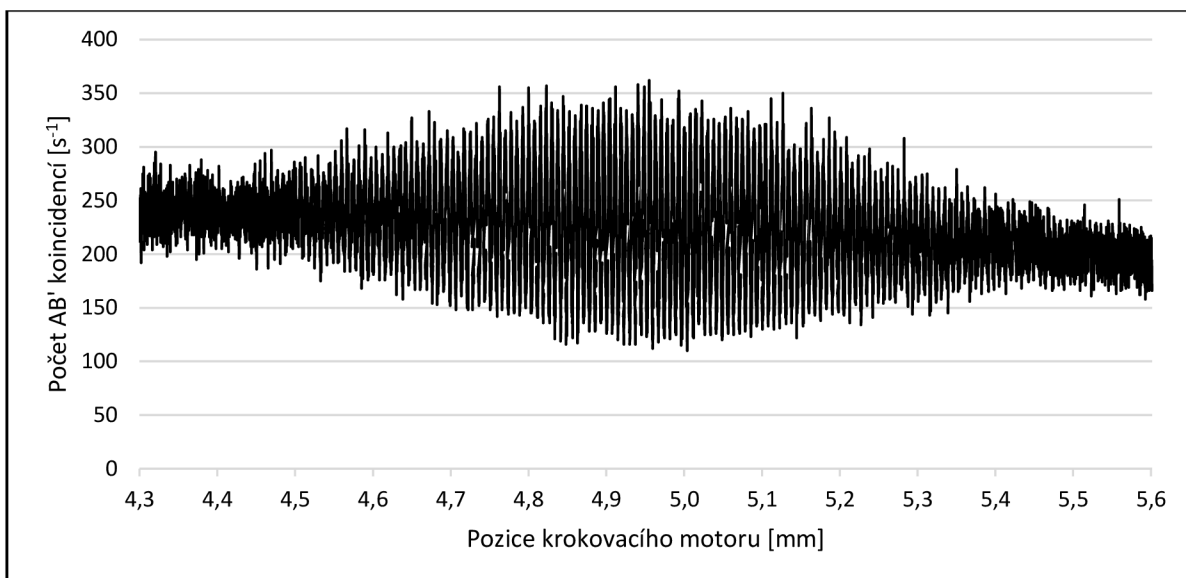
Pokus jsem zopakoval s filtrem NBF810-30 se změnou velikosti kroku na  $s = 145$  nm.



Obr 4.14: Graf měření koherenční délky s filtrem NBF810-30

Na obr. 4.14 je možné vyčíst rozšíření délky koherenčního balíku. Viditelnost interference poblíž maxima aproximované funkce  $x_0 \doteq 4,95$  mm má hodnotu  $V_{max30} = 0,47 \pm 0,03$ . Koherenční délka, získaná pomocí aproximace, je  $l_{c30} = 32,8$   $\mu\text{m}$ .

Měření jsem zopakoval s filtrem NBF810-10.

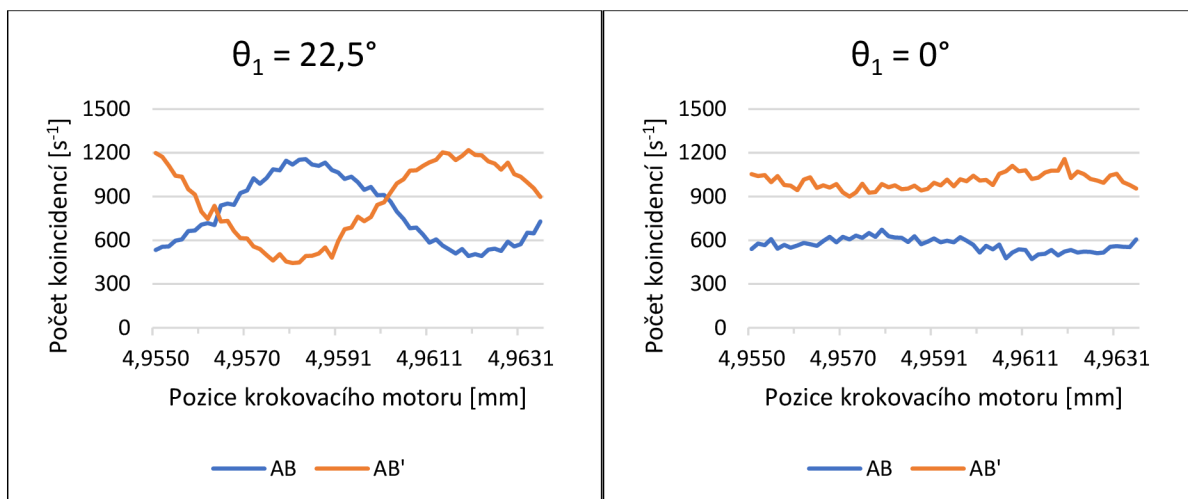


Obr. 4.15: Graf měření koherenční délky s filtrem NBF810-10

Na obr. 4.15 je možné pozorovat více rozšířený koherenční balí oproti měření s NBF810-30 (i oproti měření bez filtru). Hodnota viditelnosti interference, poblíž pozice motoru  $x_0 \doteq 4,95$  mm, je  $V_{\max 10} = 0,49 \pm 0,04$ , což je z těchto pokusů nejvyšší hodnota. Koherenční délka, zjištěná pomocí funkce aproximující data, je  $l_{c 10} = 60,3$   $\mu\text{m}$ .

#### 4.5.2 Vymizení kvantové informace

Při změně úhlu natočení  $\theta_1$  půlvlnné destičky (HWP1) a stacionárního nastavení  $\theta_2 = 45^\circ$ ,  $\theta_3 = 22,5^\circ$  jsem pro proměřil viditelnost interference jedné periody při kroku  $s = 145$  nm. Obdržel jsem následující výsledky.



Obr. 4.16: Proměření jedné periody interference při změně natočení půlvlnné destičky (HWP1)  $\theta_1 = 22,5^\circ$  (vlevo),  $\theta_1 = 0^\circ$  (vpravo)

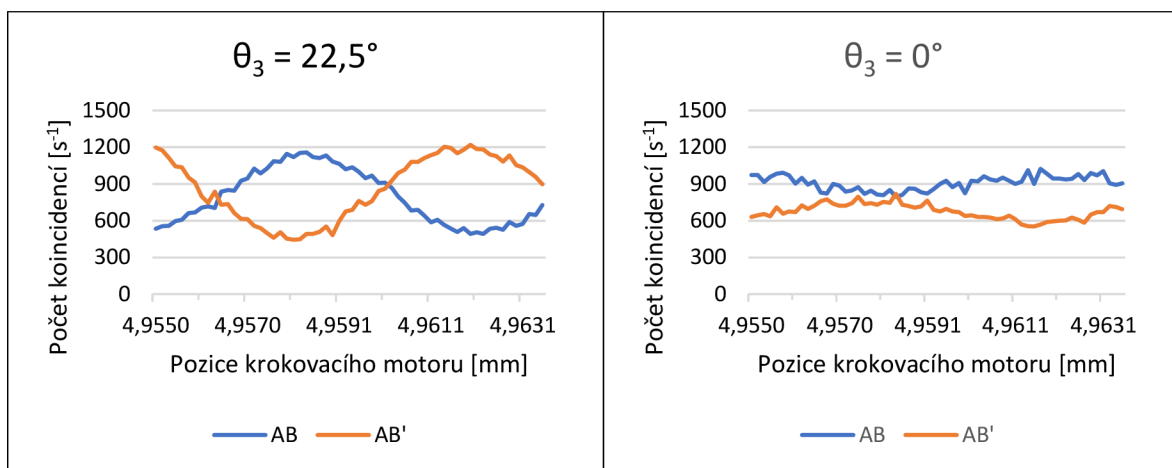
Z obr. 4.16 výše lze vyčíst, že se změnou úhlu  $\theta_1$  se mění viditelnost interferenčního obrazce. Při využití vzorce (3.2.1) jsem dostal hodnoty viditelnosti  $AB'$  koincidencí  $V_{22,5} = 0,47 \pm 0,02$  a  $V_0 = 0,13 \pm 0,02$  (v tomto případě je  $V_0$  stanovena spíše statistickou povahou experimentu než pozorováním interference), pro  $AB$  koincidence poněkud horší rozlišení  $V_{22,5} = 0,40 \pm 0,02$  a  $V_0 = 0,18 \pm 0,03$  (to si vysvětlují vyšší pravděpodobností odrazu na polarizačním děliči svazku, tedy horší kvalitou propuštěného svazku). Variantě bez přítomnosti první půlvlnné destičky odpovídá  $V_0$ . Viditelnost interference při jednotlivých nastaveních  $\theta_1$  je možné vidět v tabulce 4.10.

Tabulka 4.10: Viditelnost interference v závislosti na úhlu natočení  $\theta_1$

Úhel natočení $\theta_1$	MAX $N_{AB} [s^{-1}]$	MIN $N_{AB} [s^{-1}]$	$V_{AB}$	$\sigma_V$	MAX $N_{AB'} [s^{-1}]$	MIN $N_{AB'} [s^{-1}]$	$V_{AB'}$	$\sigma_V$
22,5 °	1157	492	0,40	0,02	1219	444	0,47	0,02
20 °	1096	466	0,40	0,02	1255	453	0,47	0,02
15 °	1047	389	0,46	0,02	1313	533	0,42	0,02
10 °	917	384	0,41	0,03	1276	650	0,33	0,02
5 °	782	430	0,29	0,03	1205	769	0,22	0,02
0 °	673	471	0,18	0,03	1158	900	0,13	0,02

Dochází k potvrzení teoretického předpokladu, že pozorování interference je možné jen v případě, kdy není známa cesta fotonu interferometrem. Ta je dána znalostí, že z DC krystalu vylétají fotony s polarizací **H**, tedy při úhlu  $\theta_1 = 0^\circ$  prochází horním ramenem interferometru. V tomto případě je známa cesta většiny fotonů, a proto jsem interferenci téměř nepozoroval. Výsledky korespondují s předpokladem viditelnosti interference podle vztahu (3.2.2), proběhlý experiment je ovlivněn mnohými faktory (např. nedokonalým vyladěním, detekcí, zdrojem čerpacího paprsku apod.).

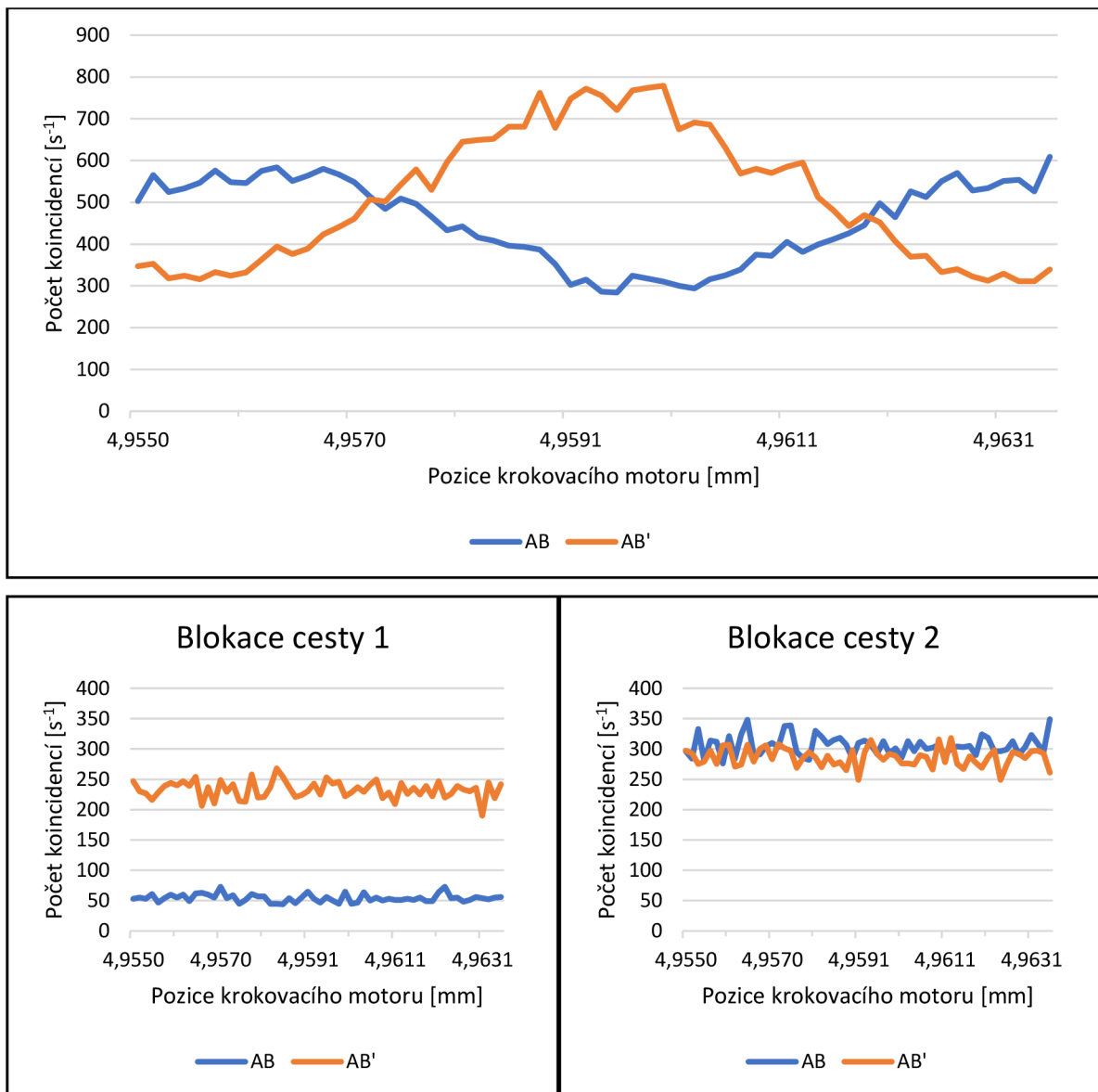
Následně jsem zopakoval měření se stacionární polohou  $\theta_1 = 22,5^\circ$  a  $\theta_2 = 45^\circ$  a změnou  $\theta_3$ . Výsledky pozorování (obr. 4.17) odpovídají pozorovanému jevu při změně  $\theta_1$  (viz obr. 4.16).



Obr. 4.17: Proměření jedné periody interference při změně natočení půlvlnné destičky (HWP3)  $\theta_3 = 22,5^\circ$  (vlevo),  $\theta_3 = 0^\circ$  (vpravo)

Naměřil jsem viditelnost interferenčních obrazců  $V_{22,5}(AB) = 0,40 \pm 0,02$ ,  $V_{22,5}(AB') = 0,47 \pm 0,02$  a  $V_0(AB) = 0,13 \pm 0,02$ ,  $V_0(AB') = 0,19 \pm 0,03$ . Znalost informace o cestě fotonu interferometrem je v tomto případě dána až při samotné detekci, kdy na detektor *B* dopadnou pouze fotony s polarizací **H** prošlé dolním ramenem interferometru, na detektor *B'* pouze fotony s polarizací **V** prošlé horním ramenem interferometru.

Dále jsem provedl měření s blokací<sup>11</sup> ramen interferometru (obr. 3.6) za nastavení půlvlnných destiček  $\theta_1 = 22,5^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$  a  $\theta_3 = 22,5^\circ$  se změnou polohy krokovacího motoru o velikosti kroku  $s = 145$  nm.



Obr. 4.18: Měření s blokací jednotlivých ramen interferometru: bez blokace (nahore), s blokací horního ramene interferometru – cesty 1 (dole vlevo), s blokací cesty dolního ramene interferometru – cesty 2 (dole vpravo).

<sup>11</sup> K blokaci dráhy jsem použil papírovou čtvrtku, kterou jsem opatrně vložil do cesty paprsku uvnitř interferometru.



Na obr. 4.18 je zobrazen jev, kdy při blokování cesty fotonu interferometrem interference vymizí. Za povšimnutí stojí snížení počtu detekovaných koincencí. Naměřené hodnoty a viditelnost interference jsou v tabulce 4.11.

Tabulka 4.11: Výsledky měření průchodu fotonů interferometrem s blokací ramen

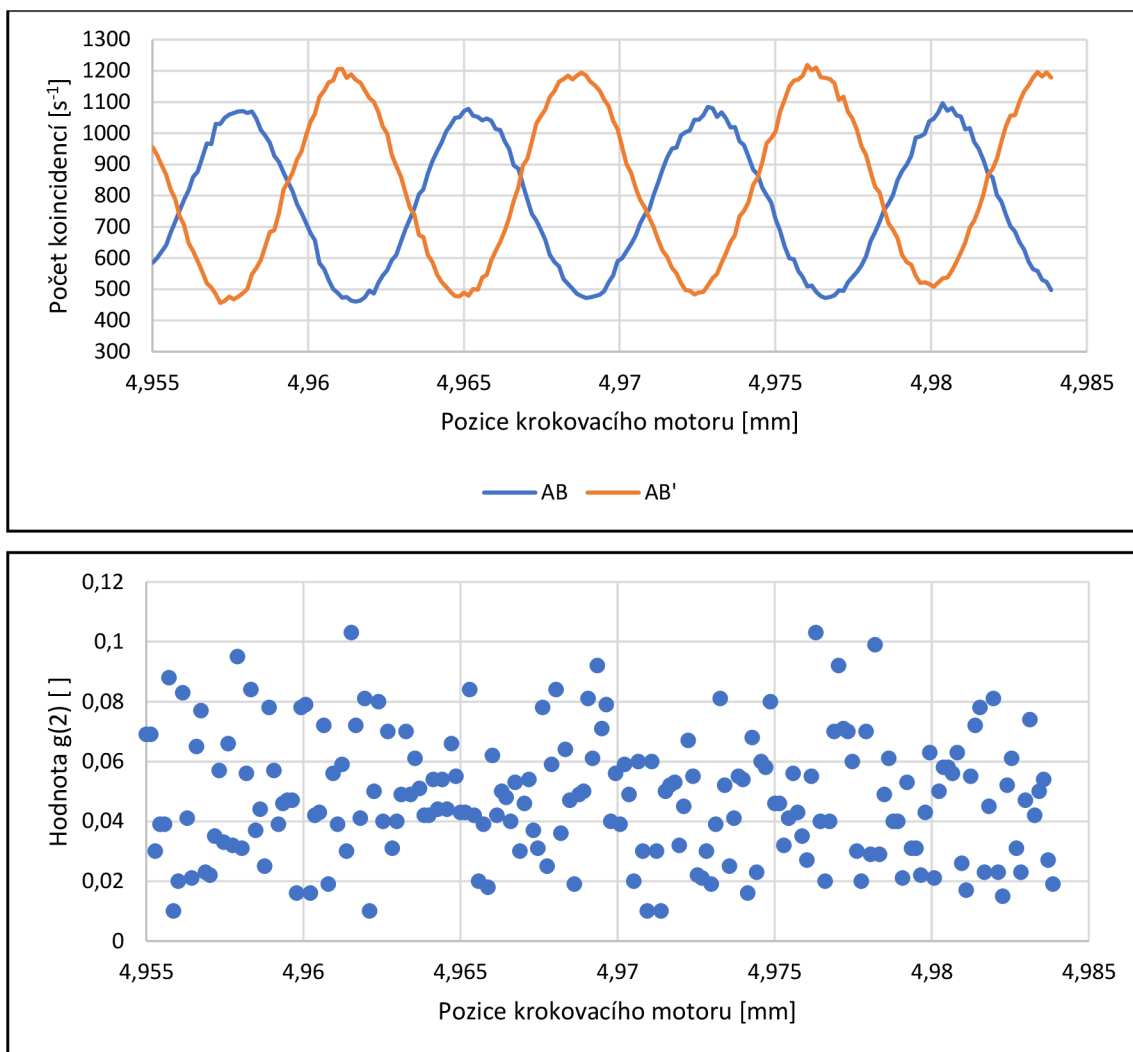
Měření	MAX $N_{AB}[s^{-1}]$	MIN $N_{AB}[s^{-1}]$	$V_{AB}$	$\sigma_V$	MAX $N_{AB'}[s^{-1}]$	MIN $N_{AB'}[s^{-1}]$	$V_{AB'}$	$\sigma_V$
Bez blokace	609	284	0,36	0,03	779	311	0,43	0,03
Blokace cesty 1	73	44	0,25	0,09	268	190	0,17	0,05
Blokace cesty 2	349	276	0,12	0,04	318	249	0,12	0,04

Měření kvalitativně potvrzuje, že při znalosti cesty fotonu interferometrem interference vymizí.

### 4.5.3 Částice a vlny

Za nastavení půlvlnných destiček  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$  a  $\theta_3 = 22,5^\circ$  s krokem  $s = 145$  nm při delším časovém sběru jsem naměřil následující hodnoty (viz obr. 4.19).

Viditelnost interference je  $V(AB) \cong 0,41 \pm 0,02$ ,  $V(AB') = 0,46 \pm 0,02$ . Naměřil jsem průměrnou hodnotu  $g^{(2)}(0) \doteq 0,048 \pm 0,021$ , která je přibližně o 46 směrodatných odchylek vzdálena od hodnoty předpovězené klasickou teorií ( $g^{(2)}(0) = 1$ ). Potvrdil jsem, že fotony za určitých podmínek vykazují vlnové vlastnosti – tento experiment jednoznačně ukazuje vlnovou i částicovou podstatu světla.



Obr. 4.19: Naměřený interferenční obrazec za počítání koincidence (nahore) a hodnota  $g^{(2)}(0)$  (dole) v rámci pokusu „Částice a vlny“

#### 4.5.4 Měření s Rochonovým polarizátorem

Všechna měření jako jsou výše v kap. 4.5 jsem změřil s *Rochonovým polarizátorem* (RP) umístěným místo krychlového polarizačního děliče svazku (PBS). Obecně došlo ke snížení počtu koincidence (pravděpodobně z důvodu horšího vyladění optické dráhy).

Při měření koherenční délky jsem dostal pomocí aproximace obdobné hodnoty jako při měření s PBS (ty jsou diskutovány v kap. 5.2). Maximální viditelnost jsem naměřil v případě měření s filtrem NBF810-10, kdy průměrná hodnota  $N_{AB} = 54,9 \text{ s}^{-1}$  a  $V_{max} = 0,63 \pm 0,07$ . Koherenční délka, získaná pomocí aproximace, odpovídá hodnotám naměřeným s PBS.

V měření s vymizením kvantové informace při změně úhlu natočení (HWP1)  $\theta_1$  jsem dostal viditelnosti pro AB  $V_{22,5} = 0,49 \pm 0,04$  a  $V_0 = 0,14 \pm 0,04$  a pro AB'  $V_{22,5} = 0,45 \pm 0,05$  a  $V_0 = 0,31 \pm 0,07$ . Hodnoty AB' více vzdalují od teoretické předpovědi, jejich měření bylo pravděpodobně zatíženo hrubou chybou při měření (nedostatečným vyladěním), kdy počet AB' koincidenzí odpovídal přibližně třetině počtu AB koincidenzí. Obdobné výsledky jsem dostal i pro měření s úhlem natočení (HWP3). Měření s blokací dráhy paprsků kvalitou odpovídá měření s PBS.

Získal jsem tyto výsledky pokusu *Částice a vlny*:  $V_{max} = 0,36 \pm 0,01$ ,  $g^{(2)}(0) = 0,039 \pm 0,038$ , což je přibližně o 25 směrodatných odchylek vzdáleno od  $g^{(2)}(0) = 1$ . Během měření se celková bilance  $g^{(2)}(0)$  se chovala značně kolísavě, což si vysvětluji tím, že optická dráha B' byla hůře vyladěna (na detektor B' dopadalo méně světla).

## 5 DISKUSE

Samotný experiment je velmi náchylný na rušivé světlo, proto jsem věnoval značnou část přípravy do snahy odstínit detektory a samotný experiment od tohoto znečištění. Zjistil jsem, že rozsvícené světlo v místnosti má signifikantní vliv na výsledky měření (především tepelný zdroj světla jako je žárovka stolní lampičky). Naopak v případě odstínění detektorů pomocí filtru s dolní propustí, zástěny (stínící krabice) a důkladném zatažení závěsů nemá okolní světlo vliv na měření. Svícení zeleným monochromatickým světlem měření neovlivňuje a je tedy výhodné si takto zařídit osvětlení místnosti.

Čerpací paprsek byl zřejmě elipticky polarizován, a proto jsem jej polarizoval pomocí lineárního polarizátoru (i za cenu snížení intenzity čerpacího svazku). Při porovnání výkonu laseru a vyladění experimentu s [7] je možné srovnat naměřený počet incidencí a koincencí na detektorech za jednotku času:

Tabulka 5.1: Srovnání měření s jinými publikovanými hodnotami

	$N_A [s^{-1}]$	$N_{AB} [s^{-1}]$
Thorn, Beck (2004) [7]	~110000	~8800
Měření v rámci DP	~54000	~1500

Dosažení nižších hodnot je pravděpodobně způsobeno množstvím dalších faktorů, např. kvalitou zdroje čerpacího paprsku a intenzitou paprsku (ovlivněnou napětím na diodě, průchodem skrz teleskop a polarizátor), vyladěním celé optické dráhy experimentu, kvalitou optických kabelů (ručně vyrobených), účinností detektorů. I přesto jsem dostal dostatečné hodnoty pro provedení obou experimentů, jejichž výsledky jsou kvalitativně vypovídající.

### 5.1 Důkaz existence fotonu

Původní experiment, se zdrojem světla dvou-fotonové kaskády vápníku, byl předveden v roce 1986 skupinou P. Grangier, G. Roger a A. Aspect zvaný „Tour-de-force“ [11]. V tomto experimentu trvajícím přibližně 5 hodin byla naměřena hodnota  $g^{(2)}(0) = 0,18 \pm 0,06$ , která překonala klasickou předpověď o 13 směrodatných odchylek [11].

Skupina J.J. Thorn [7] zopakovala experiment s jednodušší sestavou (i vzhledem k technologickému pokroku), kdy během měření trvajících 5 min (s časovým oknem sběru 2,7 s na bod) naměřili hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0,0188 \pm 0,0067$  bez korekce dat. V případě déle trvajících sběru dat (40 min, s časovým oknem sběru 23,4 s na bod) naměřili hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0,0177 \pm 0,0026$ , která přibližně o 377 směrodatných odchylek překonala klasickou teorii [7].

Ve svém měření jsem při měření trvajícím přibližně 15 min (s časovým oknem sběru 10 s) naměřil hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0,0476 \pm 0,0061$ , která je přibližně o 156 směrodatných odchylek vzdálena od  $g^{(2)}(0) \geq 1$ , která je předpovězena klasickou teorií. V případě dvou-detektorového měření jsem téměř v každém měření naměřil hodnotu předpovězenou klasickou teorií  $g^{(2)}(0) = 1$  v rámci jedné chyby měření. Důkaz byl proveden nepřímo s klasickým (vlnovým) náhledem na světlo.

Kvantová mechanika předpovídá pro tří-detektorové měření hodnotu  $g^{(2)}(0) = 0$ , kterou jsem neměřil, protože je zde vždy nenulová pravděpodobnost náhodných trojitých koincencí  $N_{ABB'}$ . To je dáno nenulovou pravděpodobností, že bude detekován nekorelovaný foton v rámci časového okna koincidence, tedy  $N_{ABB'} \neq 0$  [9]. Tato hodnota roste s vyšším počtem generovaných subfrekvenčních fotonů a větším časovým oknem koincidence [7]. Existuje způsob odhadu počtu náhodných koincencí, kterým jsem se ve své práci více nezabýval.

Jednou z možností ověření metody a sestavy experimentu je zpoždění dráhy signálního fotonu (nebo zpožděním signálu jeho detekce), např. prodloužením koaxiálního kabelu. [7] Výsledné zpoždění  $\tau$  odpovídá  $\tau = \Delta l/c$ , kde  $\Delta l$  je prodloužení dráhy. V tomto případě se bude naměřená hodnota  $g^{(2)}(\tau)$  vzdalovat od nulové hodnoty a může i překročit hodnotu  $g^{(2)}(\tau) \geq 1$ .

### 5.1.1 Shrnutí měření

Měřením jsem ukázal, že v případě podmínění detekce pomocí volnoběžného svazku, vytvoříme v signálním svazku single-fotonový stav (vznikne single-fotonové pole). Každý experiment má jiný kvantový stav. V případě tří-detektorového měření je vytvořeno jedno-

fotonové pole, které je vysoce neklasické a hodnota  $g^{(2)}(0) \leq 1$ . Pokud měření není podmíněno (dvou-detektorové měření), signální svazek se chová klasicky a stupeň koherence druhého řádu odpovídá hodnotě pro stabilní zdroj  $g^{(2)}(0) = 1$ . Při měření s řádově vyšším časovým rozlišením (v řádu desítek femtosekund) by hodnota dvou-detektorového měření odpovídala  $g^{(2)}(0) = 2$  pro ryze chaotický zdroj, např. termální zdroj fotonů [7].

V rámci měření jsem ověřil, že vyšší počet bodů  $n$  pouze zvyšuje statistickou významnost měření, zvýšení doby měření  $T$  nemá výrazný vliv na hodnotu  $g^{(2)}(0)$ , ale snižuje chybu měření. Pro „hezké“ výsledky, v kontextu natočení půlvlnné destičky (810), je nezbytné se vyvarovat polohám, kdy téměř nedochází k detekci světla na jednom z detektorů. Jako výhodné se jeví takové natočení půlvlnné destičky, že pravděpodobnost detekce světla na  $B$  nebo  $B'$  je shodná.

Měření s Rochonovým polarizátorem bylo zatíženo horší detekcí subfrekvenčních fotonů (především na detektoru  $B'$ ), způsobené náročnějším vyladěním optické dráhy. Kvalitativně jsou výsledky obou sestav ekvivalentní pro všechna měření. V případě proměření chování koherenční funkce v závislosti na úhlu natočení  $\theta$  půlvlnné destičky (810) došlo k výraznějšímu zvětšení chyby měření, což je nepochybně způsobeno vyšší kvalitou polarizace vystupujících svazků (danou extinkčním poměrem).

## 5.2 Průchod jednotlivých fotonů polarizačním interferometrem

Analogii experimentu naměřila skupina Grangier, Rogers a Aspect v roce 1986. Experimentální sestava se lišila především ve zdroji světla (dvou-fotonové kaskády vápníku) a za použití zrcadlového Machova-Zehnderova interferometru [11]. Polarizační interferometr, který jsem ve své sestavě použil, obsahuje méně optických komponent a vzhledem k soustavné rovnoběžnosti paprsků jej považuji za jednodušší na vyladění.

Naměřil jsem interferenční obrazec pro detekce  $B$ ,  $B'$  i koincidence  $AB$  a  $AB'$ . Interferenční obrazec je funkcí dráhového (fázového) rozdílu mezi oběma rameny interferometru, je funkcí obou drah – jediné možné vysvětlení je, že foton prošel interferometrem oběma drahami [4]. Tento rozdíl drah vzniká pomocí krokovacího motoru, přičemž krok krokovacího motoru 1 mm odpovídá přibližně 0,1 mm dráhovému rozdílu. Většinu měření jsem provedl s krokem

$s = 145 \text{ nm} = 5 \text{ DevUnits}$ , což je naprosto dostatečně drobné měření pro pozorování interference. Věřím, že pro laboratorní úlohu je funkční i krok o velikosti  $s = 725 \text{ nm}$ , přičemž výsledkem měření již není plně hladká funkce, ovšem důležité parametry o koherenční délce je takto také možné získat.

Při porovnání naměřené hodnoty viditelnosti  $V$  jsem dostal hodnoty nižší než podle teorie, protože je těžké dostat dokonalou interferenci. Ideální viditelnost  $V = 1$  je zřejmě možné naměřit jen v případě, kdy  $N_{min} = 0$ . Bez jakékoli korekce je zřejmé, že při nižším počtu detekcí dochází snadno k vyšším hodnotám viditelnosti, třebaže vizuálně výsledek „lepší viditelnosti“ neodpovídá. Dále si nižší hodnotu viditelnosti odůvodňuji nepřesností vyladění optické dráhy a nedokonalostí optických prvků (např. dochází k odrazu fotonů s horizontální polarizací na polarizačním děliči svazku – tyto fotony jsou pravými koincidencemi, ale neinterferují). Možnou variantou je zde provést korekci dat.

Dále jsem zjišťoval koherenční délku. V rámci přípravy experimentu jsem proměřil úzkopásmové filtry, jejichž charakteristiky odpovídají katalogovým vlastnostem. Při použití filtru s užší šířkou frekvenčního spektra by mělo dojít k prodloužení koherenční délky, což jsem ověřil. Zároveň dochází ke snížení počtu detekovaných koincidencí (i falešných), a tím dochází ke zlepšení viditelnosti interference.

Podle teorie (viz kap. 1.3.2) by se měla koherenční délka s NBF810-10 prodloužit trojnásobně oproti NBF810-30. Tento výsledek jsem početně nemohl ověřit (z hlediska limitů aproximace a výpočetního procesu), ovšem z měření přímo vyplývá rozšíření koherenční délky při oříznutí spektrální šířky. Odhad koherenční délky je nepochybně zatížen omezenými schopnostmi výpočetního systému, kdy ve snaze o určení co nejmenší chyby jsou aproximované hodnoty do jisté míry podhodnoceny. Z grafů je patrné, že koherenční obálka neodpovídá Gaussovské funkci ideálně (v bodě maxima je funkce zploštěna), což může vést k posunutým výsledkům (především v případě měření s filtrem NBF810-10).

Zároveň není jasně definována střední vlnová délka zdroje (nebyla měřena), a teoretická hodnota by byla taktéž pouze odhadnuta. V případě využití vztahu (1.3.13) a předpokladu detekce světla o střední vlnové délce  $810 \text{ nm}$  s filtrem o  $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ , dostaneme výsledek  $l_{c \text{ předp.}} = 65,6 \text{ }\mu\text{m}$ . Srovnání výsledků je v tabulce 5.1.

Tabulka 5.2: Srovnání odhadnutých výsledků na základě měření a předpovídaná hodnota (1.3.13). PBS značí měření s polarizačním děličem svazku, RP měření s Rochonovým polarizátorem.

Šířka frekvenčního spektra $\Delta\lambda$ [nm]	Naměřená hodnota PBS $l_c$ [ $\mu\text{m}$ ]	Naměřená hodnota RP $l_c$ [ $\mu\text{m}$ ]	Očekávaná hodnota $l_c$ [ $\mu\text{m}$ ]
nedefinováno (měření bez filtru)	23,3	24,9	-
32 nm (NBF810-30)	32,7	33,5	20,5
10 nm (NBF810-10)	60,3	72,3	65,6

Hodnoty s Rochonovým polarizátorem jsou blízké hodnotám získaným s polarizačním děličem svazku, hodnoty RP poněkud jsou vyšší, což si vysvětlují vyšší kvalitou polarizátoru. Pozoroval jsem také, že při větším posunu BDP2 dochází k oříznutí optické dráhy a tím i snížení počtu detekovaných fotonů

Proběhlo kvalitativní prozkoumání jevu, kdy při zjištění cesty fotonu polarizačním interferometrem dojde ke ztrátě interference (zde za pomoci blokace jednoho ramene). Tento přímočaře znázorňuje souvislost mezi znalostí cesty fotonu interferometrem a schopností interference a je tak vhodný i pro popularizaci. Samotné měření je náchylné na hrubou chybu, především se jedná o preciznost umístění bariéry, což může vysvětlovat nízký počet koincencí. K blokaci dráhy jsem použil papírovou čtvrtku, kterou jsem opatrně vložil do cesty paprsku uvnitř interferometru. V ideálním případě by mělo dojít ke snížení detekce na polovinu.

Při měření experimentu *Vlny a částice* dochází k projevení vlnové podstaty světla (pomocí interferenčního obrazce), a současně ověření, že se uvnitř interferometru nachází pouze jednotlivé fotony. To je souladu s Bohrovým principem komplementarity, neboť vlnová podstata světla je manifestována uvnitř interferometru, částicová vně interferometru [4]. Provedl jsem experiment, ve kterém vznikl interferenční obrazec (prokazující vlnovou podstatu světla) a zároveň jsem ukázal částicovou podstatu světla (s překonáním klasické teorie o 46 směřodatných odchylek). Výsledek může být překvapivý (neintuitivní) –



v polarizačním interferometru dochází k interferenci i v případě, kdy interferometrem prochází pouze jeden foton<sup>12</sup>.

### 5.2.1 Porovnání Rochonova polarizátoru a polarizačního děliče svazku

Problémem krychlového polarizačního děliče svazku (PBS) je, že funguje dobře v propustnosti (s čistotou okolo 1000:1), ale 4-10 % této polarizace je odraženo – to znamená, že odražený paprsek je poměrně špatně polarizován [23]. Z tohoto důvodu detekujeme více fotonů na detektoru B' a vzniká tak rozdíl mezi průměrným počtem AB a AB' koincidence.

Při použití Rochonova polarizátoru (RP) nedochází k odrazu a polarizace obou svazků je čistější. Samotné vyladění optické dráhy s RP je mnohonásobně náročnější (vlivem úhlu odchýlení paprsku a vyšších nároků na prostor na stole), tedy kromě více času potřebného na vyladění je nutné počítat s rizikem nižší detekce subfrekvenčních fotonů. Většina měření s RP byla tedy systematicky zatížena nižší detekcí AB a AB' koincidence a samotné měření je tak více náchylné na vliv ostatních jevů (např.: statistickou povahu detekce jednotlivých fotonů) – to se týká především případů, kdy na jeden detektor dopadá velmi málo fotonů. Oba polarizátory je možné pro demonstrační experimenty použít, neboť v obou případech se mi podařilo jednoznačně ukázat potřebné jevy, i částicovou a vlnovou podstatu světla.

## 5.3 Zadání laboratorních úloh

Zadání úloh do praktik je k nalezení jako *Příloha 1 – Laboratorní deník*. Jedná se zadání dvou úloh, kdy každá úloha je rozdělena do tří částí pro podporu aktivního učení podle metody třífázového učení E-U-R, konstruktivistický přístup pomáhající studentům stavět na již známých poznacích a kriticky přemýšlet o tématu [28], a využívá metody tzv. Blended learning. Principem této metody je, že student prochází tématem kombinovaně – část samostudiem a část s podporou učitele, který provází studenta obtížnými pasážemi, kdy je jeho vedení na místě [29]. Laboratorní deník obsahuje tyto části:

---

<sup>12</sup> Zatímco v nějakém smyslu se fotony mohou chovat jako částice energie světla, nejsou to klasické částice, protože jasně prokazují vlnové vlastnosti. Klasická představa je zde zavádějící.

1. Vstupní úkol (*fáze Evokace*) – část, kterou učitel zkontroluje před vstupem studenta do laboratoře. Tato část zpracovává potřebnou teorii, která je nezbytná pro hlubší pochopení pozorovaných jevů již během samotného měření v laboratoři.
2. Před odchodem z praktik (*fáze Uvědomění si významu*)– tyto otázky by měl student zodpovědět během svého měření. Jejich účelem je provedení studenta samotným praktikem, které by mělo pomoci se studentovou orientací v tématu a snížit náročnost na učitele, který se takto může věnovat konkrétním studentovým otázkám a prohloubení znalostí v tématu. Obě části zmíněné výše vyplňuje student do *Laboratorního deníku*.
3. Elaborát (*fáze Reflexe*) – část, ve které student zpracuje naměřená data, odpoví na příslušné otázky (vyžadující interpretaci dat) a okomentuje své měření. Tato část by měla být výsledným zhodnocením celé úlohy a student by zde měl prokázat, že téma ovládá.

Úlohy je možné rozšířit o měření nejprve s krychlovým polarizačním děličem svazku, následně s Rochonovým polarizátorem (získat takto o měření více v každé úloze). Tím je možné podpořit rozvoj studenta, kromě prohloubení znalostí v oblasti teoretické, i v dovednostech s optickými prvky a ladění optické dráhy, které mohou být užitečnou přípravou pro vědecký pracovní život.

## 5.4 Další podobné experimenty

Materiál použitý k přípravě experimentů v této práci je možné za určitých okolností použít i k dalším pokusům, demonstrujícím předpovědi kvantové mechaniky. Níže v této kapitole se nachází stručný popis podstaty experimentů pro možné dalšího směřování.

### 5.4.1 Hongův-Ouův-Mandelův interferometr

Pomocí Hongova-Ouova-Mandelova interferometru (HOM) je možné určit časové separace dvou fotonů pomocí interference [9]. Fotony přilétající na dělič svazku mohou buďto projít nebo se odrazit. V případě, kdy budou fotony dopadat na dělič svazku téměř současně (rozdíl drah bude menší, než je koherenční délka zdroje), nelze v principu rozlišit situace, kdy oba fotony prostoupily děličem a kdy se oba odrazily. V tomto případě dojde k destruktivní interferenci (čtvrtého řádu) a oba fotony jsou nuceny jít po stejné dráze. Experimentálně se

tento jev projevuje tím, že při zmenšování dráhového rozdílu ramen interferometru klesá počet koincencí mezi detektory [30]. Pro tento experiment vyžaduje použití pouze dvou detektorů. Oproti mnou použité sestavě je potřeba dvou zrcadel na odraz subfrekvenčních paprsků a u jednoho z nich dosáhnout motorizovaného posunu (aby bylo možné měnit dráhový rozdíl ramen interferometru).

#### **5.4.2 Interference dvou fotonů**

Interference dvou fotonů podporuje předpovědi kvantové mechaniky, kdy dva fotony při průchodu Machovým-Zehnderovým interferometrem interferují čtyřmi možnými způsoby [25]. Výsledkem by měla být interference s dvojnásobnou frekvencí interferenčního obrazce oproti interferenci jednotlivých fotonů. Sestava pro tento experiment je téměř totožná jako k sestavě pro jedno-fotonovou interferenci, jediné rozdílné je sestava pro Machův-Zehnderův interferometr. Stejný experiment je možné předvést s Michelsonovým interferometrem [31].

#### **5.4.3 Měření kvantového stavu**

V tomto experimentu je možné sérií několika měření zjistit kvantový stav systému, který udává pravděpodobnost všech výsledků měření [33]. K provedení tohoto měření je nezbytné využití jiného programu VI a k sestavě experimentu *Důkaz existence fotonu* přidat čtvrtvlnou destičku a obě destičky umístit na rotační motory. Tento experiment je detailně popsán v [4].

#### **5.4.4 Experiment se zpožděnou volbou**

V tomto experimentu je dráha ramene interferometru upravena až ve chvíli, kdy předpokládáme polohu fotonu již za vstupním děličem svazku (např. je dráha prodloužena pomocí optického vlákna) [17]. Podle kvantové teorie je výsledek pokusu nezávislý na tom, jestli rozhodnutí o změně dráhy bylo učiněno dlouho před měřením nebo v posledním okamžiku. Tohoto experimentu je možno dosáhnout např. za použití Pockelsovy cely, která po přiložení řídicího napětí umožňuje během 9 ns odklonit paprsek na vedlejší detektor [1].

#### **5.4.5 Test lokálního realismu a teorie skrytých proměnných**

Experiment vyžadující hlubší vhled do problematiky, ovšem nikoli o tolik náročnější na přípravu, měření Bellových nerovností, které odporuje teorii lokálního realismu [32]. Příprava vyžaduje produkci fotonových párů s provázanou polarizací, které je možné dosáhnout za pomoci dvou DC krystalů vzájemně natočených o  $90^\circ$  (tzv. Kwiatův zdroj) [14].

## ZÁVĚR

V rámci práce jsem úspěšně sestavil a otestoval dva experimenty z kvantové mechaniky (*Důkaz existence fotonů, Průchod jednotlivých fotonů interferometrem*). Nutným krokem bylo naprogramování koincidenční jednotky a optimalizace programu LabView pro ovládání krokovacího motoru. Kromě samotného měření jsem připravil materiál se zadáním pro studentské laboratorní úlohy.

V experimentu *Důkaz existence fotonu* jsem naměřil výsledky, které není možné vysvětlit pomocí klasické vlnové teorie. Tyto výsledky odpovídají předpovědi kvantové mechaniky, kdy výsledek odpovídá vytvoření single-fotonového stavu pomocí podmínění detekce třetím detektorem, z měření jsem vypočítal hodnotu koherenční funkce druhého řádu  $g^{(2)}(0) = 0,0476 \pm 0,0061$ , která je přibližně o 156 směrodatných odchylek vzdálena od hodnoty předpovězené klasickou teorií ( $g^{(2)}(0) \geq 1$ ). Zároveň jsem prokázal stabilitu zdroje v rámci dvou-detektorového měření ( $g^{(2)}(0) = 1$ ) a zjistil ovlivnění měření v závislosti na vstupních parametrech. Tyto hodnoty jsou srovnatelné s publikovanými výsledky [7] [11].

V experimentu *Průchod jednotlivých fotonů interferometrem* jsem naměřil maximální viditelnost interference  $V_{max} = 0,63 \pm 0,07$  a podmínky, za kterých je možné interferenci v interferometru pozorovat (koherenční délku zdroje a její prodloužení při použití úzkopásmových filtrů, vliv informace o dráze fotonu interferometrem). Zjistil jsem, že koherenční délka námi použitého SPDC zdroje je v řádu desítek  $\mu\text{m}$ . Během měření, kdy jsem pozoroval interferenční obrazec, jsem zjistil hodnotu koherenční funkce druhého řádu  $g^{(2)}(0) < 1$ , a tím ověřil, že v interferometru interferují jednotlivé fotony.

Výsledky všech experimentů odpovídají hodnotám předpovězeným teorií a jsou srovnatelné s publikovanými články. Optická sestava je vhodná pro použití při studentských praktikách a může být zařazena do výuky prakticky ihned. Optické prvky těchto experimentů mohou posloužit jako základ dalších experimentů ověřujících platnost kvantové mechaniky, např. pokus s Hongouovým-Ouovým-Mandelovým interferometrem, měření kvantového stavu a ověření platnosti Bellových nerovností.

## SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] GERRY, Christopher C. a Kimberly M. BRUNO. *The Quantum divide*. New York: Oxford University Press, 2013. ISBN 978-0-19-966656-0
- [2] NOVÁK, Petr. *Jednoduchý experiment v přírodovědném vzdělání*. Disertační práce [online]. Brno: 2012. Dostupné z: [https://is.muni.cz/th/kk1bl/Novak\\_Petr\\_DISERTACNI\\_PRACE\\_Jednoduchy\\_experiment\\_v\\_prirodovednem\\_vzdelavani.pdf](https://is.muni.cz/th/kk1bl/Novak_Petr_DISERTACNI_PRACE_Jednoduchy_experiment_v_prirodovednem_vzdelavani.pdf)
- [3] GALVEZ, Enrique J. *Quantum optics laboratories for teaching quantum physics*. Proc. SPIE 11143, Fifteenth Conference on Education and Training in Optics and Photonics: ETOP 2019, 111431A (2 July 2019); doi: 10.1117/12.2523843
- [4] BECK, Mark. *Quantum mechanics: theory and experiment*. New York: Oxford University Press, 2012. ISBN 978-0-19-979812-4
- [5] FEYNMAN, Richard P. *Neobyčejná teorie světla a látky: Kvantová elektrodynamika*. Praha: AURORA, 2001. ISBN 80-7299-045-4
- [6] MALÝ, Petr. *Optika*. Praha: Karolinum, 2008. ISBN 978-80-246-1342-0
- [7] THORN, J. J. et al. *Observing the quantum behavior of light in an undergraduate laboratory*. Am. J. Phys., Vol. 72, No. 9, September 2004. DOI: 10.1119/1.1737397
- [8] HALLIDAY, David, RESNICK Robert, WALKER Jearl. *Fyzika – část 4: Elektromagnetické vlny – Optika – Relativita*. Brno: VUTIUM, 2006. ISBN 80-214-1868-0
- [9] DUŠEK, Miloslav. *Koncepční otázky kvantové teorie*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2002. ISBN 80-244-0449-4
- [10] VRBOVÁ, Miroslava a kol. *Oborová encyklopedie: Lasery a moderní optika*. Praha: Prometheus, 1994. ISBN 80-85849-56-9
- [11] GRANGIER, P., G. ROGER a A. ASPECT. *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*. Europhys. Lett., 1 (4), pp. 173-179 (1986)

- [12] FEYNMAN, P. Richard, LEIGHTON B. Robert, SANDS Matthew. *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady (1/3)*. Havlíčkův Brod: Fragment, 2000. ISBN 80-7200-405-0
- [13] LÓPEZ, Dorilián Mago. *Implementation of a two-photon Michelson interferometer for Quantum-Optical Coherence Tomography*. Dissertation thesis. Monterrey: 2012. [online]. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/317389237\\_Implementation\\_of\\_a\\_two-photon\\_Michelson\\_interferometer\\_for\\_Quantum-Optical\\_Coherence\\_Tomography](https://www.researchgate.net/publication/317389237_Implementation_of_a_two-photon_Michelson_interferometer_for_Quantum-Optical_Coherence_Tomography)
- [14] HALENKOVÁ, Eva, Antonín ČERNOCH a Jan SOUBUSTA. *Spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze a zdroj fotonových párů podle návrhu P.G. Kwiaty*. 1. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012. ISBN 978-80-244-3111-6.
- [15] Wikipedie: Otevřená encyklopedie: *Coherence length* [online]. 2022 [citováno 2022-04-02]. Dostupný z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Coherence\\_length](https://en.wikipedia.org/wiki/Coherence_length)
- [16] THORLABS, Inc. *thorlabs.com* [online]. [cit. 2022-04-05]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/>
- [17] GALVEZ, Enrique J. "*Quantum optics laboratories for teaching quantum physics*" Proc. SPIE 11143, Fifteenth Conference on Education and Training in Optics and Photonics: ETOP 2019, 111431A (2 July 2019); doi:10.1117/12.2523843
- [18] EXCELITAS, Inc. SPCM-AQRH. *excelitas.com* [online]. [cit. 2022-03-30]. Dostupné z: <https://www.excelitas.com/product/spcm-aqrh>
- [19] Safeopedia: Correction Factor. [online]. [cit. 2022-02-11]. Dostupné z: <https://www.safeopedia.com/definition/5661/correction-factor>
- [20] RP Photonics Encyclopedia: Photon Counting. [online]. [cit. 2022-02-11]. Dostupné z: [https://www.rp-photonics.com/photon\\_counting.html](https://www.rp-photonics.com/photon_counting.html)
- [21] NEWLIGHT PHOTONICS, Inc. *www.newlightphotonics.com* [online]. [cit. 2022-03-10]. Dostupné z: <https://www.newlightphotonics.com/>

- [22] LORD, Jesse. W. a BECK, M. *Coindidence Counting Unit Using the Altera DE2*. Whitman Collage: Walla Walla [cit. 2021-09-30]. Dostupné z: <http://people.reed.edu/~beckm/QM/circuit/circuit.html>
- [23] BECK, Mark. *Modern Undergraduate Quantum Mechanics Experiments – Equipment notes*. [online]. [cit. 2022-01-30]. Dostupné z: <http://people.reed.edu/~beckm/QM/>
- [24] THORLABS Inc. *Kinesis LabView Guide*. Thorlabs.com [online]. [cit. 2021-11-20]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/Software/Motion%20Control/Kinesis/Kinesis-labview.pdf>
- [25] [Galvez, Beck] GALVEZ, Enrique K. a BECK, Mark. *Quantum Optics Experiments with Single Photons for Undergraduate Laboratories*. 2007. Dostupné z: <https://spie.org/etop/2007/etop07expX.pdf>
- [26] ŠTĚPÁNEK, J. *Příprava optické dráhy pro experimenty z kvantové mechaniky* [Bakalářská práce]. České Budějovice: Přírodovědecká fakulta, 2019. 40 str.
- [27] CANBERA. *Laboratory manual: Nuclear Science Experiments with Digital Electronics*. Canberra.com [tištěné vydání]. C40582 – 05/2014 – ICN: 7079758B
- [28] ZORMANOVÁ, Lucie. *Třífázový model učení*. RVP portál [online]. [cit. 2022-04-10]. Dostupné z: <https://clanky.rvp.cz/clanek/o/z/16247/VYUKOVE-METODY-V-PEDAGOGICE-TRIFAZOVY-MODEL-UCENI.html>
- [29] KOPECKÝ, K., KREJČÍ, V. *Současné trendy e-learningem podporovaného vzdělávání* [online]. [cit. 2022-04-10]. Net-University s.r.o. Olomouc: Net-University, 2004. Dostupné na WWW: Net-University s.r.o.
- [30] FIKEROVÁ, Helena. *Experimenty s kvantovým zpracováním informace na bázi kvantové optiky*. [Magisterská práce] Olomouc, 2014. 61 str.
- [31] GALVEZ, et al. *Interference with correlated photons: Five quantum mechanics experiments for undergraduates*. *Am. J. Phys.* 73 (2), February 2005. DOI: 10.1119/1.1796811

[32] BACHOR Hans-A. and RALPH Timothy C. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Weinheim: Wiley-VCH, 2019. ISBN 978-3-527-41193-1

[33] DEHLINGER Dietrich, MITCHELL M. W. *Entangled photons, nonlocality and Bell inequalities in the undergraduate laboratory*. Reed Collage, 2002. DOI: 10.1119/1.1498860



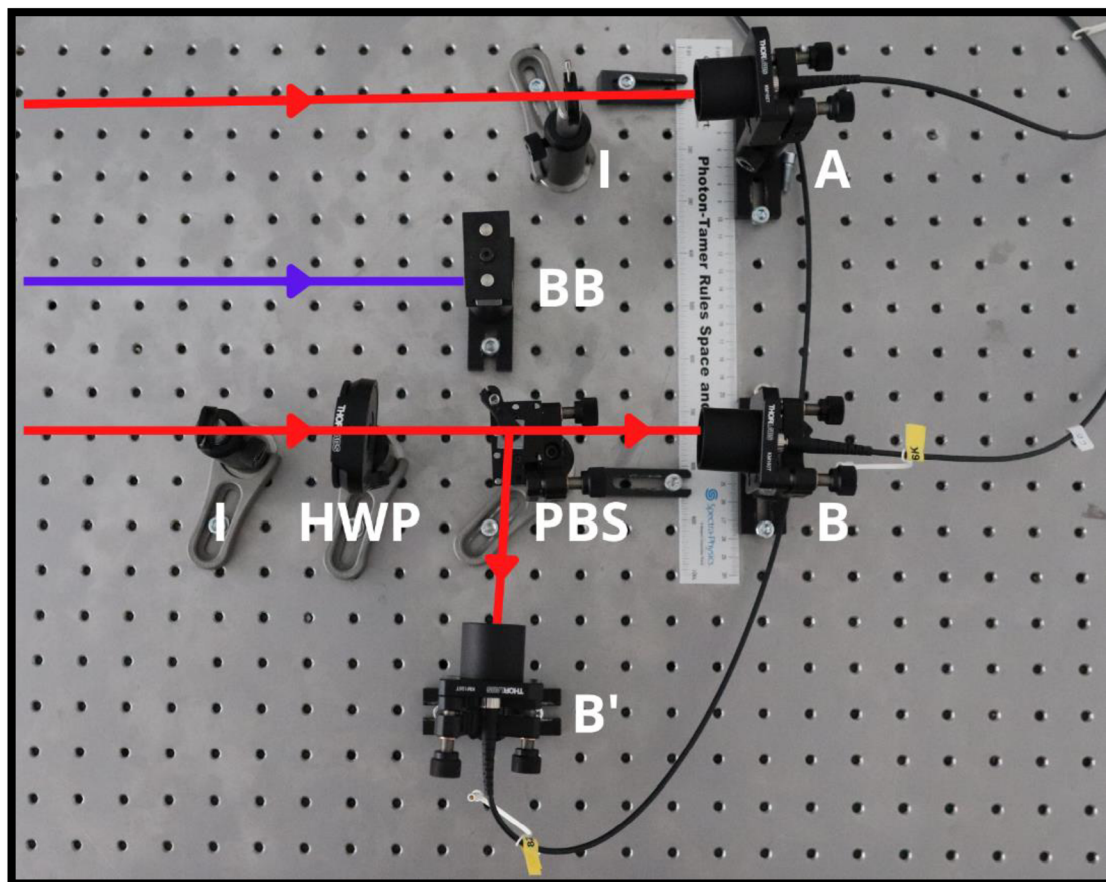
## **SEZNAM PŘÍLOH**

Příloha 1: Fotodokumentace sestavy na stole

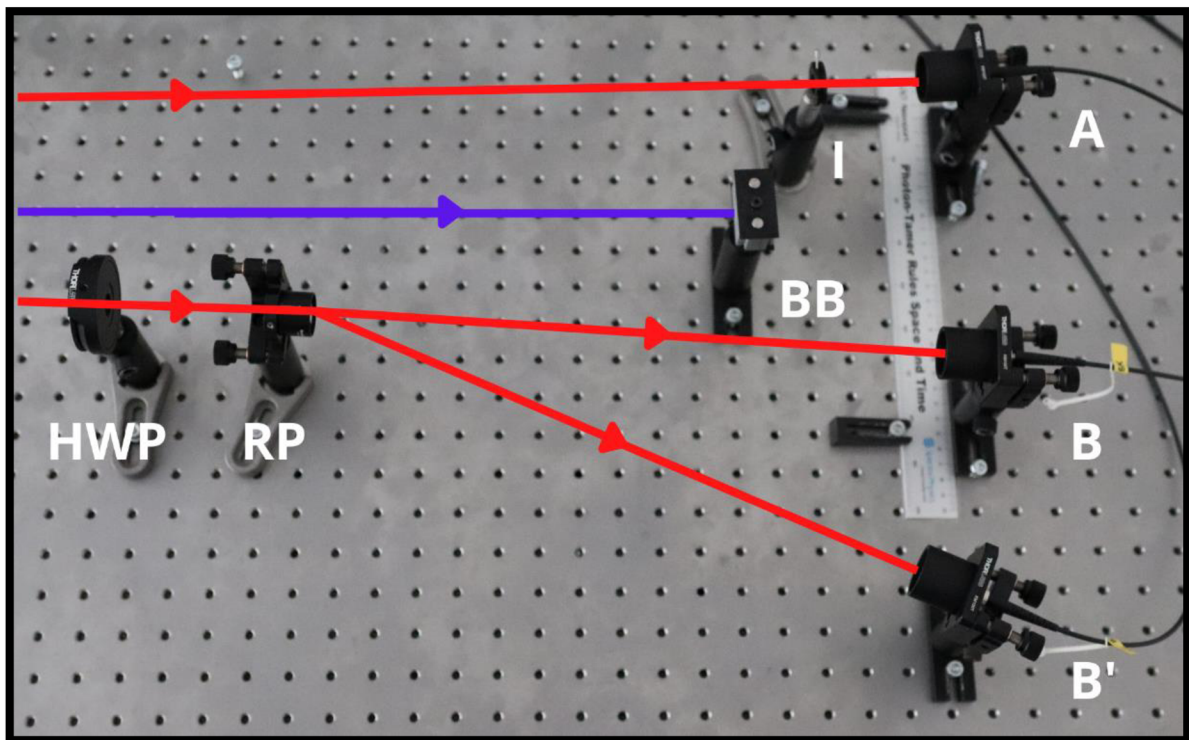
Příloha 2: Ovládací panely v prostředí LabView

Příloha (extra): Ovládací a výpočetní program LabView „QM\_Stepanek\_DP-2022“

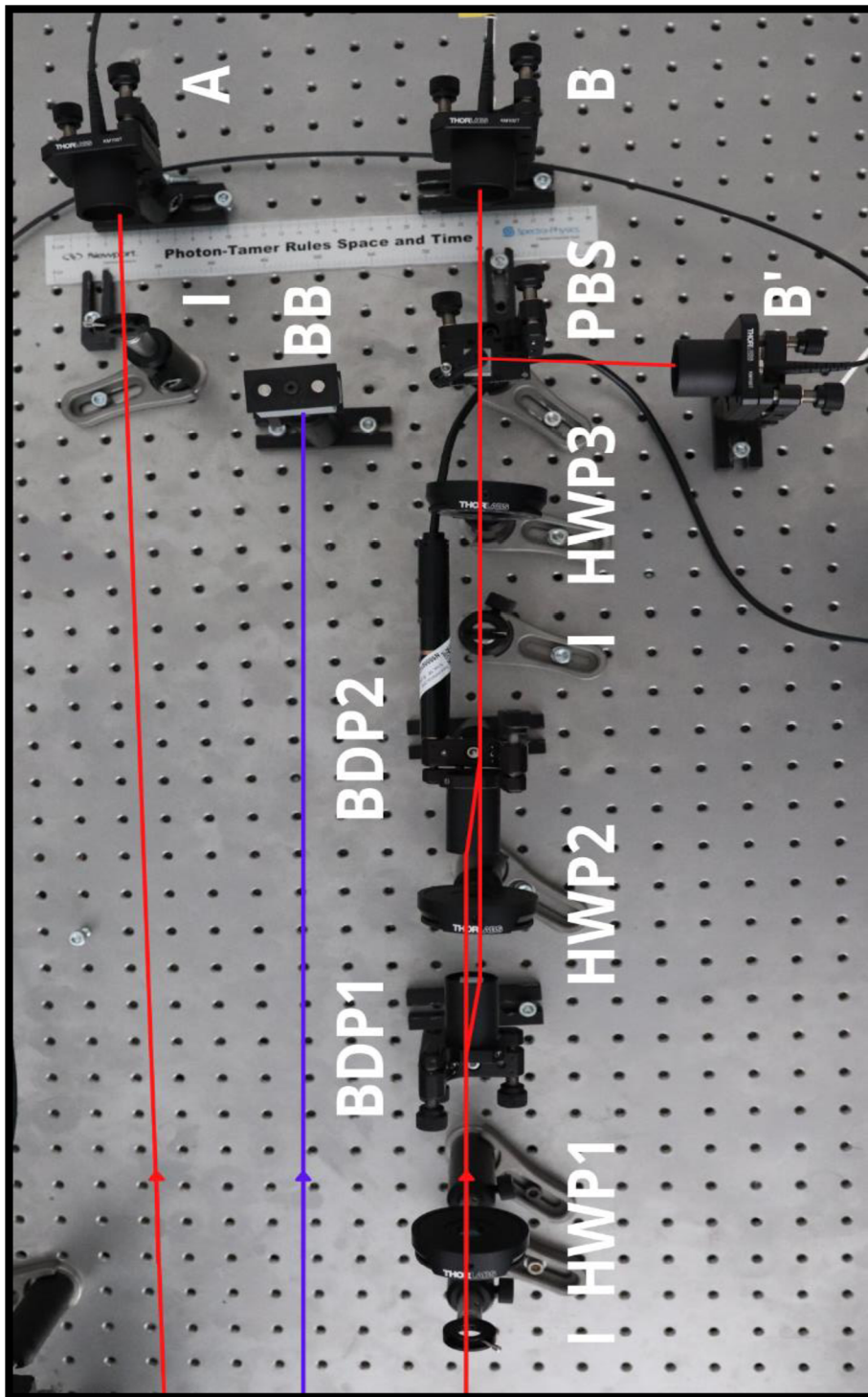
## Příloha 1: Fotodokumentace sestavy na stole



Obr. P1: Foto rozmístění optických prvků – polarizační dělič svazku. Na obrázku jsou paprsky (v příslušné barvě), sběrné optiky příslušných detektorů (A, B, B'), půlvlnná destička (HWP), polarizační dělič svazku (PBS), clonky (I), pohlcovač svazku (BB).

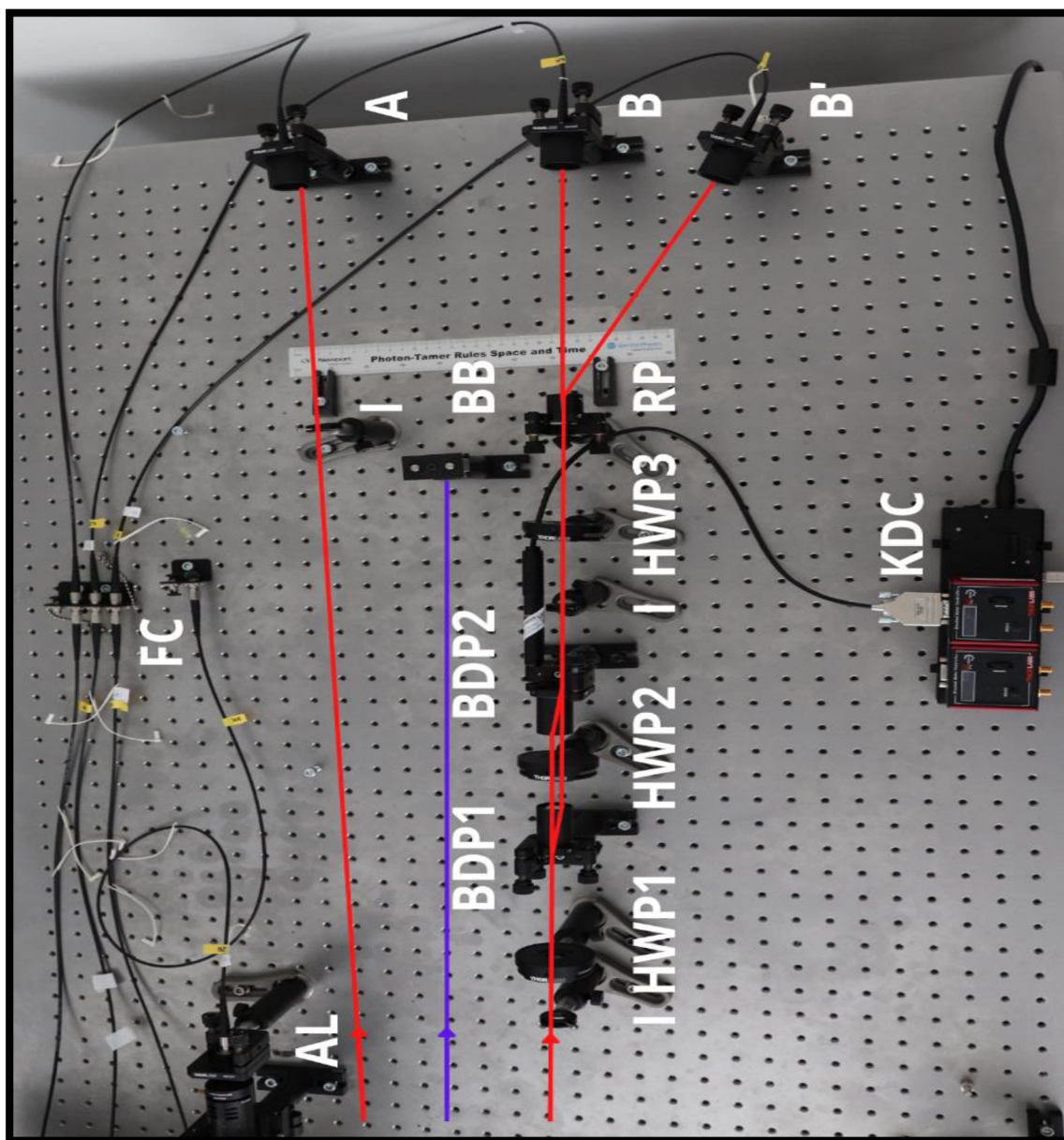


Obr. P2: Foto rozmístění optických prvků – Rochonův polarizátor. Na obrázku jsou paprsky (v příslušné barvě), sběrné optiky příslušných detektorů (A, B, B'), půlvlnná destička (HWP), Rochonův polarizátor (RP), clonka (I), pohlcovač svazku (BB).



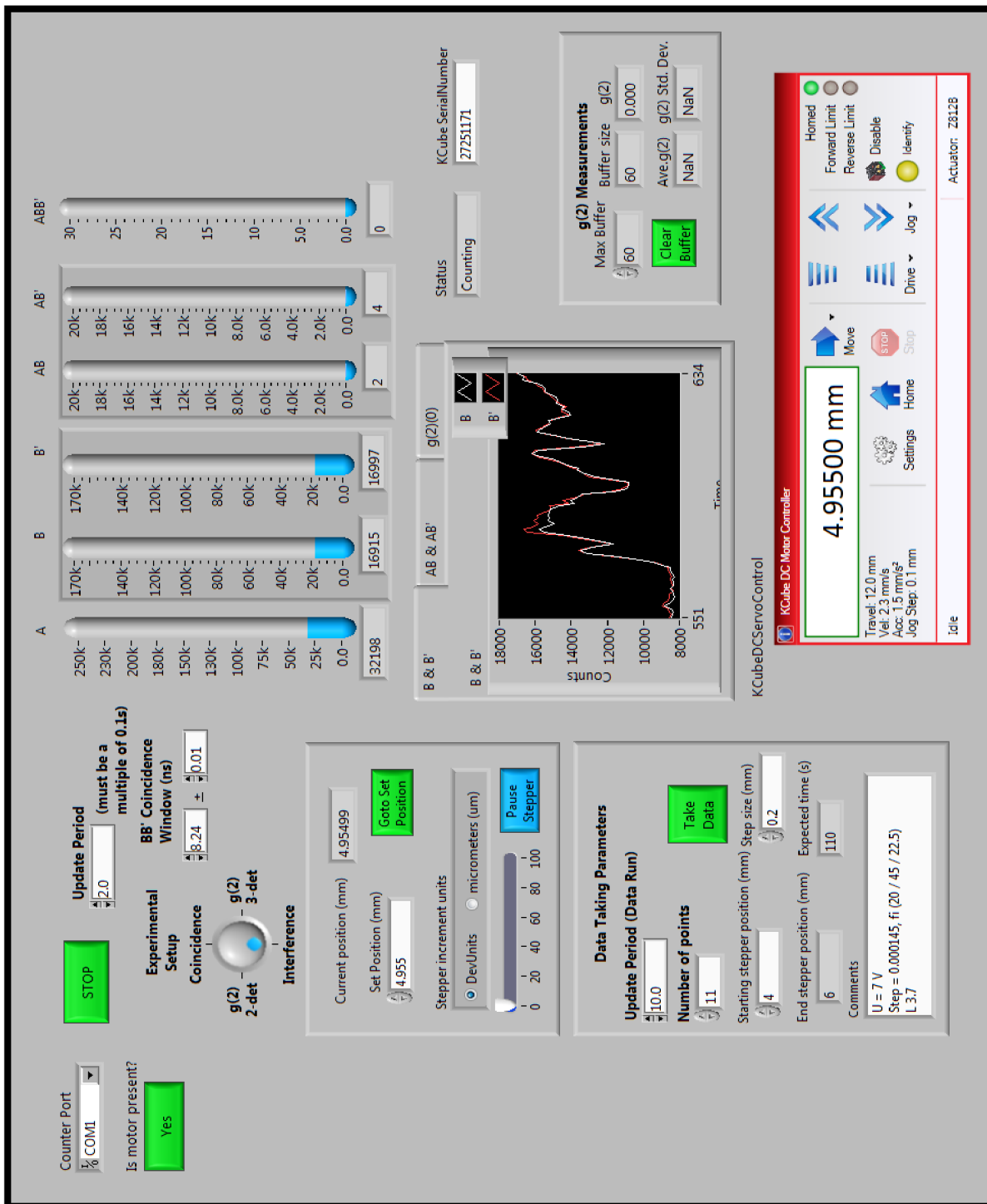
Obr. P3: (natočeno vlevo) Foto rozmístění optických prvků PI – polarizační dělič svazku. Na obrázku jsou paprsky (v příslušné barvě), sběrné optiky příslušných detektorů (A, B, B'), půlvlnné destičky (HWP1, HWP2, HWP3), polarizační dělič svazku (PBS), oddělovače polarizovaných svazků (BDP1, BDP2), clonky (I), pohlcovač svazku (BB).



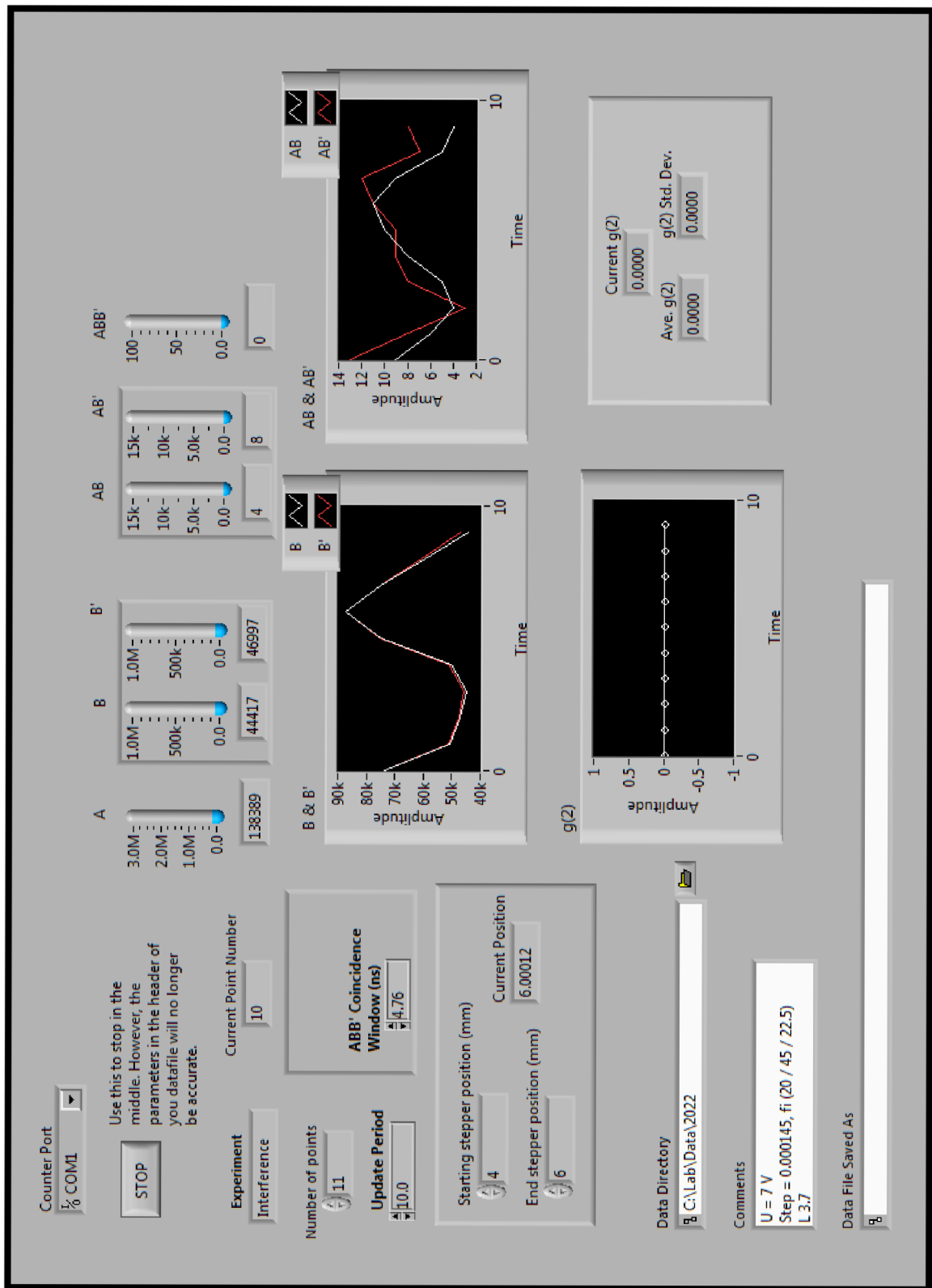


Obr. P4: (natočeno vlevo) Foto rozmístění optických prvků PI – Rochonův polarizátor. Na obrázku jsou paprsky (v příslušné barvě), sběrné optiky příslušných detektorů (A, B, B'), půlvlnné destičky (HWP1, HWP2, HWP3), Rochonův polarizátor (RP), oddělovače polarizovaných svazků (BDP1, BDP2), clonky (I), pohlcovač svazku (BB), ladící laser (AL), konektor optických kabelů (FC), napájecí stanice s ovládací stanicí krokovacího motoru (KDC)

## Příloha 2: Ovládací panely v prostředí LabView



Obr. P5: Hlavní panel ovládacího programu „Coincidence-Proof-Interference.llb“  
(Experimental setup – Interference)



Obr. P6: Panel měření ovládacího programu „Coincidence-Proof-Interference.IIb“ (Experimental setup – Interference)

### **Příloha 3: Laboratorní deník (Zadání úloh pro studenty)**

Laboratorní deník je průvodcem studenta v laboratoři a pomocníkem na cestě k novým vědomostem a dovednostem. Průvodce nedává konkrétní zadání, ani v něm nejsou popsány podrobné postupy. Jako návod může posloužit kapitola 3 této diplomové práce, kde jsou experimenty popsány i se způsobem vyladění. S tímto základem by student měl bez problému zvládnout měření (případně si s trochou důvtipu si pomoci k získání nových vědomostí, k ověření nabytých znalostí). Pro přípravu laboratorního deníku jsem čerpal z těchto zdrojů [Beck][BeckPaper] [Galvez-Single-photon].

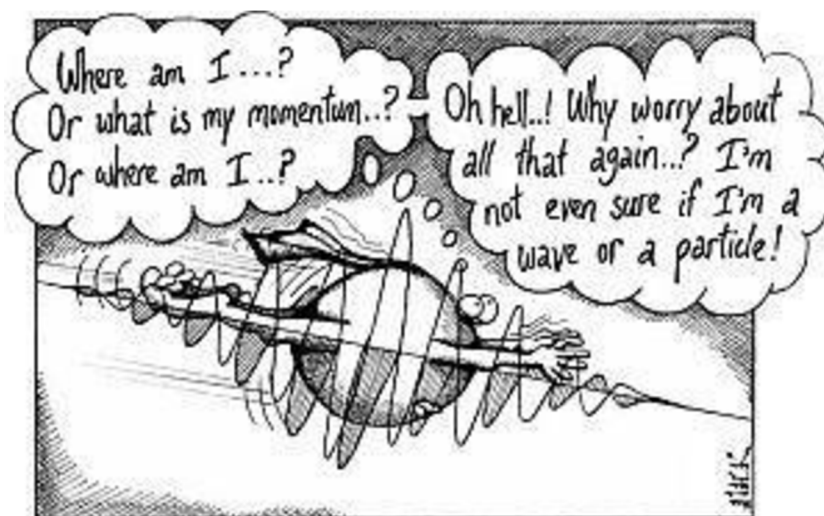


Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Přírodovědecká fakulta

## LABORATORNÍ DENÍK

### Pokusy z kvantové mechaniky



Photon self-identity problems.

Jméno: .....

Studijní číslo: .....

## L1 DŮKAZ EXISTENCE FOTONŮ

### Vstupní úloha

Vysvětli rozdíly mezi dvou detektorovým a tří detektorovým měřením, především s ohledem na koherenční funkci druhého řádu. Jakou výslednou hodnotu  $g^{(2)}(0)$  očekáváte pro které měření a proč? Co toto měření znamená? Jakou souvislost to má s „Důkazem existence fotonu“?

**Laboratorní cvičení:**

- Při příchodu **zkontrolujte sestavu na pracovním stole** (měla by být ve stavu měření koincidence AB).
- Umístěte na stůl a vylad'te: **clonky, polarizační dělič svazku, půvlvlnou destičku a sběrnou optiku B'**.
- Před zapnutím detektorů se ujistěte, že jsou **vypnutá světla v místnosti i ladící laser**.

**Q1:** Na kterém detektoru očekáváte výrazné množství světla při úhlu natočení půvlvlnné destičky na  $0^\circ$  ? Pro jaký úhel získáte maximální hodnoty detekce světla na B a pro jaký na B'? O jaký úhel musíte destičku natočit, abyste maximalizovali hodnoty na druhém detektoru? Vysvětlete, proč se hodnoty mění tak, jak se mění, když se s destičkou otáčí.

**Q2:** Polarizační dělič svazku (PBS) odráží vertikálně polarizované světlo a propouští světlo vodorovně polarizované. Co můžete říct o polarizaci světla vylétajícího z DC krystalu?

**Dvou-detektorové měření:**

- Zaznamenejte si úhel půvlvlnné destičky.
- Spočítejte, o kolik chyb měření je vaše hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od 1.
- Naměřte několik data-setů s různými parametry (vždy alespoň 10 bodů):
  - Update Period (Data Run)
  - Number of points
  - Úhel natočení půvlvlnné destičky (810)

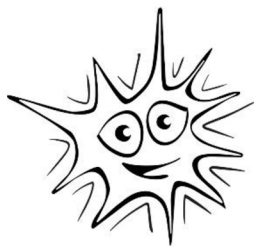
**Tři detektorové měření:**

- Zaznamenejte si úhel půlvlnné destičky.
- Spočítejte, o kolik směrodatných odchylek je vaše hodnota  $g^{(2)}(0)$  vzdálena od 1.
- Naměřte několik data-setů s různými parametry (vždy alespoň 10 bodů):
  - Update Period (Data Run)
  - Number of points
  - Úhel natočení půlvlnné destičky (810)

**Q3:** Vysvětlete, proč není možné (pravděpodobné) naměřit pro  $g^{(2)}(0) = 0$ ?

**Q4:** Odpovídají naměřené hodnoty  $g^{(2)}(0)$  předpokládané hodnotě dané teorií (přibližně v rámci chyby měření)? Pokud ne, co se mohlo pokazit?

**Q5:** Proč nedostanete tu samou hodnotu pro  $g^{(2)}(0)$ , když předvádíte dvou- a tři-detektorové měření?



*Nezapomeňte si v rámci měření poznamenat základní vlastnosti pokusu (výkon laseru, velikost pozadí apod.). V protokolu odpovězte na otázky, ukažte výsledky měření, v čem se liší měření pro různé parametry (Update Period, Number of points, Úhel půlvlnné destičky), komentujte vliv půlvlnné destičky a diskutujte výsledek měření a úspěšnost důkazu.*

**Q:** Jakou novou zkušenost si dnes z laboratoře odnáším?

## L2 PRŮCHOD JEDNOTLIVÝCH FOTONŮ INTERFEROMETREM

### Vstupní úloha

Při měření počtu dopadlých fotonů na detektor B ( $N_B$ ) při posunu krokovacího motoru v daném časovém intervalu zjistíme, že  $N_B$  se mění podle funkce sinus – uvidíme interferenci. Viditelnost  $V$  tohoto interferenčního vzoru je definována jako

$$V = \frac{N_{B \max} - N_{B \min}}{N_{B \max} + N_{B \min}},$$

kde  $N_{B \max}$  je maximum fotonů dopadajících na detektor a  $N_{B \min}$  je jejich minimum. Za předpokladu vertikálně polarizovaných vstupujících fotonů nejprve odhadněte a následně spočítejte viditelnost měřeného vzoru na detektoru B jako funkci úhlu půlvlnné destičky (HWP1),  $\theta_1$ .

### **Laboratorní cvičení:**

- Při příchodu **zkontrolujte optickou sestavu na stole** (zda je polarizační interferometr vyladěn).
- Nastavte půlvlnné destičky do příslušných poloh.
- Zprovozněte krokový motor**, naučte se jej ovládat (nejmenší krok, jednotky, rozsah) a nastavte jej do příslušné polohy.

**Q1:** Popište, co se děje, když je půlvlnná destička (HWP3) rotována? Vysvětlete.

### **Interference jednotlivých fotonů a koherenční délka:**

- Před zapnutím detektorů se ujistěte, že jsou **vypnutá světla v místnosti i ladící laser**.
- Nastavte příslušné úhly na půlvlnných destičkách a zaznamenejte si je.
- Vylad'te optickou sestavu najemno a prozkoumejte polohu motoru, kdy dochází k interferenci a kdy ne. Proveďte měření, pomocí kterého kvalifikovaně odhadnete **koherenční délku zdroje**.
- Z měření zjistěte maximální hodnotu viditelnosti vašeho interferenčního obrazce.

**Q3:** Pro jaké polohy motoru dochází k pozorování interferenčního obrazce? Spočítejte maximální viditelnost svého interferenčního obrazce. Srovnejte, jak se liší měření s počtem zaznamenaných fotonů B a koincidence AB.

**Vymazání kvantové informace:**

- Přesuňte krokovací motor do polohy poblíž místa s nejvyšší viditelností.
- Naberte alespoň dva data sety za nastavení pro každé nastavení:  $\theta_1 = 22,5^\circ$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ , kdy  $\theta_3 = 0^\circ$ .
- Naberte alespoň dva data sety za nastavení:  $\theta_1 = 22,5^\circ$  a  $\theta_3 = 0^\circ$ .

**Q4:** Porovnejte výsledky s odhadem udělaným ve svém vstupní úloze a ujistěte se, že měříte data při maximální viditelnosti  $V$  (dáno sestavou na optickém stole).

**Q4:** Porovnejte interferenční obrazce, který jste naměřili s úhly:  $\theta_1 = 22,5^\circ$  a  $\theta_1 = 0^\circ$ . Jaké nastavení má vyšší viditelnost  $V$ ? Pro jaké nastavení znáte cestu fotonů interferometrem? Pro jaké nastavení je informace o cestě neznámá neboli „vymazána“?

**Q5:** Porovnejte interferenční obrazce, který jste naměřili s  $\theta_3 = 22,5^\circ$  a  $\theta_3 = 0^\circ$ . Jaké nastavení má vyšší viditelnost  $V$ ? Pro jaké nastavení vám detektory nabízí informaci o cestě fotonů interferometrem? Pro jaké nastavení je informace o cestě „vymazána“?

- Nastavte půlvlnné destičky do polohy s očekávanou nejvyšší viditelností, vložte do dráhy překážku a měňte fázi interferometru.

**Q6:** Co pozorujete u počtu AB a AB' koincencí při zakrytí dráhy blíže kraji stolu? Vysvětlete toto chování.

**Q7:** Co pozorujete u počtu AB a AB' koincencí při zakrytí dráhy vzdálenější od kraje stolu? Vysvětlete toto chování.

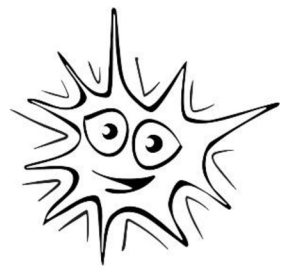
**Q8:** Když odblokujete oba paprsky, jaké chování pozorujete v počtu AB a AB' koincencí? Vysvětlete toto chování.

**Částice a vlny (L3.7):**

- Nastavte interferometr na viditelnost  $V \approx 0,9$  nebo vaši nižší maximální hodnotu.
- Proměřte oblast délky alespoň dvou period interference se sběrem dat přibližně  $T = 10$  s (s krokem  $s \leq 725$  nm).

**Q9:** Jakou hodnotu měříte pro  $g^{(2)}(0)$ ? Zaznamenejte si chybu měření.

*Nezapomeňte si v rámci měření poznamenat základní vlastnosti měření (napětí na zdroji, velikost šumu pozadí apod.). V protokolu odpovězte na otázky, ukažte výsledky měření a komentujte jejich názornost (popř. jevy, které jsou na nich zachyceny). Udělejte aproximaci naměřených dat intervalu, kdy vzniká interferenční obrazec, a z nich vypočítejte koherenční délku. Poté diskutujte výsledky každého měření a jejich chyby.*



**Q:** Co mi dneska nešlo? Co bych mohl do příště zlepšit? A co se mi povedlo?