### České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Provázané fotony a jejich interakce s biologickými strukturami

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Elisabeth Andriantsarazo Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc. Akademický rok: 2016/2017

Před svázáním místo téhle stránky vložíte zadání práce s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci)!!!!

#### Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty) uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/200 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze d<br/>ne 10. 7. 2017

Elisabeth Andriantsarazo

#### Poděkování

Děkuji panu doc. RNDr. Vojtěchu Petráčkovi, CSc., za laskavé vedení mé bakalářské práce a za jeho neskonalou trpělivost. Dále děkuji Ing. Jiřímu Maryškovi za vedení teoretické části mé bakalářské práce, bez něhož bych taji kvantové mechaniky proplouvala velice těžko. Děkuji Ing. Liboru Škodovi za asistenci při stavbě aparatury a za pomoc při řešení problémů, které ji doprovázely. Chci dále poděkovat svému bratrovi Victorovi Andriantsarazo za pomoc při kresbě obrázků. A nakonec děkuji mému partnerovi, Janu Skuhravému, za korekturu textu.

Elisabeth Andriantsarazo

#### Název práce: Provázané fotony a jejich interakce s biologickými strukturami

Autor:	Elisabeth Andriantsarazo
Obor: Druh práce:	Experimentální jaderná a částicová fyzika Bakalářská práce
Vedoucí práce:	doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vy- soké učení technické v Praze

#### Abstrakt:

V této práci se zabýváme experimentálními metodami naměření Bellových nerovností u kvantově provázaného fotonového páru, který je provázán skrze polarizační stupeň volnosti. Provázané páry generujeme pomocí dvou BBO krystalů, v nichž dochází k jevu s názvem spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze. Fotony, které jsou generovány tímto způsobem, se snažíme zachytit pomocí single photon counter detektorů. Práce se podrobně věnuje stavbě dvou experimentálních aparatur na potvrzení Bellových nerovností a na generaci a detekci provázaných fotonů. Podrobně je zde rozepsána stavba automatických polarizátorů na servo motorech, které jsou ovládány Arduinem, a dále je zde uvedena stavba koincidenční jednotky pro čtyři detektory. V práci je popsáno hledání polohy, ve které detektor snímá maximum provázaných fotonů, a která závisí na mnoha parametrech. Parametry jsou v práci načrtnuty a rozebrány, stejně tak jejich ladění. V závěru se věnujeme popisu toho, jak bychom do budoucna chtěli aparaturu vylepšit a jakým chybám se při dalších měřeních vyvarovat.

*Klíčová slova:* Provázané fotony, Bellovy nerovnosti, Bellovy stavy, spontánní sestupná parametrická konverze

# *Title:* Entangled photons and their interaction with biological structures

Author: Elisabeth Andriantsarazo

#### Abstract:

This thesis is intended to explore experimental methods of measuring Bell inequalities in a quantum-entangled photon pair, which is connected through polarization degree of freedom. Entangled couples are generated using two BBO crystals, in which the phenomenon called spontaneous parametric conversion occurs. Photons that are generated this way are detected by using single photon counter detectors. This thesis is devoted to the construction of two experimental apparatuses to confirm Bell inequalities and to the generation and detection of entangled photons. Details of construction of automatic polarizers on servo motors, which are controlled by Arduino, are described. Furthermore, the construction of a coincidence unit for coincidence for four detectors is described. The thesis describes the positioning, in which the detector detects the maximum count for entangled photons, and that depends on many parameters. Parameters are sketched and analyzed as well as their debugging. In conclusion is described how to improve the device in the future and how to avoid errors in further measurements.

*Key words:* Entangled photons, Bell inequalities, Bell states, spontaneous parametric downconversion

# Obsah

0	bsah		XI	
Seznam obrázků			XIII	
Ú	vod		XV	
1	Teo	retický úvod	1	
	1.1	Kvantové provázání	1	
	1.2	Kvantová provázanost fotonů	3	
	1.3	Spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze	4	
	1.4	Provázání polarizačního stupně volnosti	5	
<b>2</b>	Pře	dstavení experimentu	7	
	2.1	Bellovy nerovnosti	7	
	2.2	Výchozí experiment	9	
	2.3	Příbuzné experimenty	11	
3	Výv	voj experimentální aparatury	13	
	3.1	První experimentální aparatura	13	
	3.2	Druhá experimentální aparatura	16	
	3.3	Parametry při sběru signálu	18	
	3.4	Stavba automatických polarizátorů	21	
4	Ele	ktronika a detektory	<b>23</b>	
	4.1	Single photon counter detektory	23	
	4.2	Koincidenční obvod	24	
<b>5</b>	Vyl	nodnocení dat	<b>27</b>	
	5.1	Počet detekcí v závislosti na napájecím napětí	27	
	5.2	Počet detekcí v závislosti na poloze detektoru	28	
6	Dis	kuze	<b>31</b>	
	6.1	Plány do budoucna	33	
Li	terat	tura	33	

# Seznam obrázků

Obr. 1.1	Typy sestupné parametrické konverze	5
Obr. 1.2	Kužel provázaných fotonů vycházející z BBO krystalů	5
Obr. 2.1	Schéma experimentální aparatury ze článku [1]	10
Obr. 2.2	Počet zaznamenaných fotonů za čas v závislosti na úhlu	10
Obr. 3.1	První experimentální uspořádání aparatury	13
Obr. 3.2	Kužel provázaných fotonů	14
Obr. 3.3	Odrazová zrcátka ve výchozím experimentu	15
Obr. 3.4	Fotografie první aparatury	15
Obr. 3.5	Druhé experimentální uspořádání aparatury	16
Obr. 3.6	Vylepšené detektory	17
Obr. 3.7	Fotografie druhé aparatury	18
Obr. 3.8	Úhel odklonu detektorů od hlavní osy v prvním nastavení	19
Obr. 3.9	Úhel odklonu detektorů od hlavní osy v druhém nastavení	19
Obr. 3.10	Bílý podstavec na detektor	20
Obr. 3.11	Nákres k určování vzdáleností	20
Obr. 3.12	Vylepšení polarizátorů	21
Obr. 3.13	Arduino k řízení servo motorů	22
Obr. 4.1	Kvantová účinnost detektorů IDQ	23
Obr. 4.2	Koincidenční obvod	24
Obr. 4.3	Koincidenční jednotka s data akvizicí	25
Obr. 4.4	Schéma pro koincidenci čtyř detektorů	26
Obr. 5.1	Frekvence zaznamenaných fotonů v závislosti na napájecím napětí $% \mathcal{L}$ .	27
Obr. 5.2	Kvantová účinnost v závislosti na napájecím napětí	28
Obr. 5.3	Frekvence zaznamenaných fotonů v závislosti na vzdálenosti $\ .\ .\ .$	29
Obr. 6.1	Fotony odražené do čipu lavinové fotodiody	31

# Úvod

Mezi Bohrem a Einsteinem se uskutečnily veřejné debaty na pomezí fyziky a filosofie, které na sebe upoutaly pozornost. Jedna z debat se týkala nelokálnosti kvantové mechaniky a jevu, jenž měl dle Einsteina implikovat neúplnost této teorie, a tím je kvantová provázanost. Společně s Rosenem a Podolskym (odtud zkratka EPR) publikovali v roce 1935 článek, v němž se věnovali tomu, jak by úplná teorie měla vypadat a jaké podmínky by měla splňovat. Einstein měl pochyby ohledně pravděpodobnostního popisu naší reality; byl přesvědčen, že lokálnost, tedy možnost připsat každému reálnému bodu konkrétní souřadnice v časoprostoru, v kvantové mechanice chybí a že tedy vlnová funkce úplný popis fyzikální reality neposkytuje. V teorii lokálního realismu může být každý element reality ovlivněn pouze událostmi ve vlastním světelném kuželu – bez tohoto předpokladu je teorie, dle jeho slov, vnitřně nekonzistentní. Dále se dle EPR tato úplnost teorie projevuje tím, že každý element fyzikální reality v ní má protějšek. Tento projev pak nazýváme – logicky – podmínkou úplnosti.

Díky Johnu Stewartu Bellovi máme možnost ověřit, že nelokální jevy spojené s fenoménem provázaných částic nejsou chybou či nedostatkem, ale naopak něčím, co kvantovou mechaniku činí výjimečnou, pozoruhodnou a lepší z hlediska popisu jevů, které se odehrávají mezi elementárními částicemi. Vzhledem ke značnému pokročení na poli laserových a jiných optických technologií je nyní možnost ověřit Bellovy nerovnosti a produkovat provázané stavů snažší než kdy v historii. Praktické aplikace jsou testovány především v oblasti kvantové kryptografie, která se věnuje bezpečné distribuci klíčů, které zabezpečují citlivá data a kde je možno experimentálně, díky vlastnostem kvantové mechaniky, ověřit, zda se do zabezpečení nesnaží nabourat někdo zvenčí. Vezmeme-li v úvahu aktuální politickou situaci, kdy jsme denně svědky toho, že citlivé informace o předních politicích či vnitrostátních záležitostech jsou přes hackery dostupné jiným státům nelegální cestou, je otázka dostatečného zabezpečení dat velmi naléhavá. Další praktické využití provázaných stavů nalezneme kupříkladu i v odvětví, které vyvíjí kvantové počítače. Provázané částice jsou využívány jako datové registry a výpočty tak mohou probíhat mnohonásobně rychleji než na klasických počítačích.

V brzké době má k nynějšímu nastavení experimentální aparatury přibýt nejdůležitější část – biologické struktury. Co si pod tímto obecným názvem představit? Náš experiment navazuje na práci Kristýny Kohoutové, která pod vedením pana docenta Petráčka zkoumá elektrické a optické vlastnosti struktur, jež se nazývají mikrotubuly. K tomuto tématu podrobněji viz práci [2]. V době, kdy vzniká tento text, je její experiment v podstatě nezávislý na tom našem, do budoucna je však v plánu tyto dva experimenty spojit v jeden a skrze principy kvantové mechaniky mikrotubuly zkoumat. Dlouho se mělo za to, že hlavní náplň mikrotubulů, což jsou vnitrobuněčné struktury, je přenášet energii po buňce a tvořit páteř buňky. Kineziny a dyneiny, sloužící jako molekulární motory, se pohybují pouze po povrchu mikrotubulů a tímto způsobem jsou schopny přenášet potřebné látky tam, kde je buňka zrovna potřebuje. Po podrobnějším zkoumání těchto struktur se však ukázalo, že jsou z hlediska své funkce velmi podceněny a že jejich fyzikální vlastnosti jsou nesmírně zajímavé, pokud uvážíme, k jakému prostému účelu by měly sloužit. Z hlediska některých teorií vědomí, které jsou dnešní fyzikou bohužel zcela neověřitelné, tvoří mikrotubuly důležitou roli ve fenoménu lidského a zvířecího vědomí. Dle těchto teorií se mají uvnitř mikrotubulů dít kvantově mechanické jevy, díky nímž vědomí vzniká a díky nimž se manifestuje tak, jak jsme zvyklí. Tento text ni experiment si nedává za úkol tyto teorie podporovat či vyvracet, přesto je zajímavé fenomén vědomí zkoumat a uvažovat, zda někdy v budoucnu fyzika dozraje do bodu, kdy bude schopna vysvětlit i takovéto záhady vesmíru.

Zkoumání mikrotubulů má však i praktičtější dopady. Po desetiletích výzkumu Alzheimerovy choroby stále neznáme příčiny onemocnění ani preventivní opatření, která by lidem pomáhala nemoci předcházet. Léky, které jsou dnes dostupné, dokáží nástup nemoci značně zpomalit a ulehčit dopady, samotnou příčinu však neléčí. Z některých studií, které v posledních letech proběhly, se zdá, že je onemocnění spjato s mikrotubuly a jejich špatnou funkcí. I z tohoto důvodu je proto nutné a žádoucí mikrotubuly zkoumat.

### Kapitola 1

### Teoretický úvod

#### 1.1 Kvantové provázání

Dle postulátu kvantové mechaniky přísluší každému fyzikálnímu systému jistý Hilbertův prostor  $\mathcal{H}$ . Tzv. čistý stav systému je pak popsán jednorozměrným podprostorem generovaným jednotkovým vektorem  $|\psi\rangle$ , jak je uvedeno v [3]. Jednoduchým příkladem kvantového systému je tzv. qubit. V tomto případě  $\mathcal{H} \cong \mathbb{C}^2$ . Báze tohoto prostoru se obvykle značí  $\{|0\rangle |1\rangle\}$  a obecný stav jednoho qubitu ve výše definovaném smyslu lze tedy psát jako  $|\psi\rangle = a |0\rangle + b |1\rangle$ .

Skládá-li se náš systém z více podsystémů, je jeho Hilbertův prostor definován jako tenzorový součin Hilbertových prostorů jednotlivých podsystémů. Pro dva podsystémy A a B, které tvoří složený systém AB, tedy máme:

$$\mathcal{H}_{AB} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B. \tag{1.1}$$

Obecný stav  $|\psi\rangle$  systému skládajícího se ze dvou qubitů A a B lze pak psát jako:

$$|\psi\rangle = a |0 0\rangle + b |0 1\rangle + c |1 0\rangle + d |1 1\rangle, \qquad (1.2)$$

kde platí  $|i\ j\rangle \equiv |i\rangle_A \otimes |j\rangle_B \equiv |i\rangle_A |j\rangle_B$  a $a,b,c,d \in \mathbb{C}$ . Mějme tedy stavy  $|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle,$ kde  $|\psi_1\rangle = |0\ 0\rangle$  a $|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\ 0\rangle + |1\ 1\rangle),$ vidíme, že pro $|\psi_1\rangle$ lze psát:

$$|\psi_1\rangle = |\phi\rangle_A \otimes |\varphi\rangle_B \tag{1.3}$$

pro nějaké stavy  $|\phi\rangle_A$  a  $|\varphi\rangle_B$ . Stav  $|\psi_1\rangle$  lze tedy psát pomocí stavů podsystémů A a B, což v případě  $|\psi_2\rangle$  nelze.  $|\psi_1\rangle$  je příkladem tzv. separovatelného stavu, stav  $|\psi_2\rangle$  je příkladem tzv. provázaného stavu.

Stav $|\psi\rangle_{AB}$ systému složeného z podsystémů A <br/>aBtedy nazveme provázaným, pokud pro nějaké stavy<br/>  $|\phi\rangle$  a  $|\varphi\rangle$  platí:

$$|\psi\rangle_{AB} \neq |\phi\rangle_A |\varphi\rangle_B. \tag{1.4}$$

Jedním ze základních důsledků provázání je nelokálnost, tedy schopnost jedné z provázaných částic "cítit" kolaps druhé částice. Mějme lokální pozorovatelnou  $M = M_A \otimes$ 

 $I_B$  na podsystému A, kde  $I_B$  je identita na podsystému B. Máme-li separovatelný stav  $|\psi\rangle_{AB} = |\phi\rangle_A \otimes |\varphi\rangle_B$ , platí:

$$\langle M \rangle_{\psi_{AB}} = \langle M_A \rangle_{\phi_A} \,. \tag{1.5}$$

Je-li však stav  $|\psi_{AB}\rangle$  provázaný, nelze podsystémům A a B přiřadit jejich vlastní stavy a výše uvedená rovnice (1.5) nemá smysl.

Nelokálnost provázání vede na existenci stavů, které vykazují vyšší korelace mezi svými komponentami, než je umožněno klasickou mechanikou. Nelokálnost provázání vede na existenci stavů, které vykazují vyšší korelace mezi svými komponentami, než je umožněno klasickou mechanikou.

V případě systému dvou qubitů lze míru provázání kvantifikovat pomocí tzv. konkurence (z anglického concurrence, viz [4], [5]), která je pro stav (1.2) definována vztahem:

$$C(\psi) = 2|ad - bc|. \tag{1.6}$$

Tuto funkci maximalizují tzv. maximálně provázané stavy, které se nazývají Bellovské stavy a představují nejjednodušší příklad kvantového provázání:

$$\begin{split} |\phi^{+}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0 \ 0\rangle + |1 \ 1\rangle), \\ |\phi^{-}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0 \ 0\rangle - |1 \ 1\rangle), \\ |\psi^{+}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0 \ 1\rangle + |1 \ 0\rangle), \\ |\psi^{-}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0 \ 1\rangle - |1 \ 0\rangle). \end{split}$$
(1.7)

Tyto stavy později využijeme pro demonstraci porušení Bellových nerovností.

Abstraktní pojem qubit má mnoho fyzikálních realizací. Jednou z nejzákladnějších je polarizace fotonu. Informace k teorii jsme čerpali ze zdrojů [6], [4] a [5].

Provázanost vykazuje zajímavé vlastnosti. Setrvává na veliké vzdálenosti, viz např. článek [7], a platí, že změříme-li stav jedné částice, což dle Kodaňské interpretace kvantové mechaniky znamená, že dojde ke kolapsu její vlnové funkce, pak okamžitě známe stav částice, která je s ní kvantově provázána. Provázané částice tedy kolaps pociťují na obou místech výskytu současně, což je na první pohled podezřelé, neboť se zdá, že dochází k přenosu informace rychlostí vyšší, než je rychlost světelná. Tuto nelokálnost je však možno vysvětlit v pojmech kvantové mechaniky, které v makrosvětě svou analogii nemají. Provázané částice je principiálně třeba chápat jako jeden systém, nikoliv jako systém více samostatných částí. U provázaného páru částic nemá smysl bavit se o jednotlivých částicích, popis se vždy musí vztahovat ke všem částicím zároveň.

### 1.2 Kvantová provázanost fotonů

Pro provázané stavy platí, že umožňují dosáhnout větší míry korelace, než by bylo možné v klasické mechanice. Tato "míra provázanosti" se následně projevuje ve výše popsaném nelokálním chování. Korelaci lze názorně ukázat při měření pozorovatelných. Mějme kupříkladu systém dvou provázaných fotonů, jenž je popsán následovně:

$$|\Psi\rangle = a|H|H\rangle + b|V|V\rangle. \tag{1.8}$$

Platí  $|a|^2 + |b|^2 = 1$ ,  $a, b \in \mathbb{C}$ .  $|H|H\rangle = |H\rangle|H\rangle$  značí oba fotony polarizované horizontálně,  $|V|V\rangle = |V\rangle|V\rangle$  značí oba fotony polarizované vertikálně. Je-li naměřena polarizace jednoho z provázaných fotonů kupř. vertikálně, je pak naprosto jisté, že druhý foton bude vertikálně polarizován také. To samé platí samozřejmě i pro polarizaci horizontální. Znamená to tedy, že naměření polarizace na jednom z provázaných fotonů dává stoprocentní jistotu toho, že je druhý foton polarizován stejně. Tuto míru korelace nelze na klasickém systému nikdy realizovat.

Mějme stav (1.4) a zaveď me následující báze:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + |V\rangle)$$
$$|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle - |V\rangle).$$
(1.9)

Jedná se o přechod z jedné polarizační báze do druhé, respektive její rotaci o úhel  $\phi = 45^{\circ}$ . Dle přechodu (1.9) lze horizontální resp. vertikální polarizační stav přepsat následovně:

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + |-\rangle)$$
$$|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle - |-\rangle). \tag{1.10}$$

První člen z rovnice (1.8) lze pak přepsat do následujícího tvaru:

$$|H \ H\rangle = \frac{1}{2}(|+ +\rangle + |- -\rangle + |+ -\rangle + |- +\rangle), \tag{1.11}$$

čehož později využijeme, abychom mohli přeznačit stavy, které prošly transformací skrze lineární polarizátor.

Obecně platí, že spolu mohou být částice provázány skrze jakýkoliv stupeň volnosti, v laboratoři je však z hlediska cen a dostupnosti optických elementů nejpraktičtější pracovat s fotony a jejich polarizací.

# 1.3 Spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze

Spontánní sestupná frekvenční parametrická konverze je nelineární optický efekt, který je často v experimentech kvantové optiky používán. Z experimentálního hlediska se totiž jedná o nejlepší způsob, jak produkovat provázaný fotonový pár či jednotlivé fotony v laboratoři, ačkoli lze samozřejmě provázané fotony produkovat i jinak, viz kupř. článek [8]. Spontánní sestupnou parametrickou konverzu budeme dále nazývat pouze zkratkou SPDC z anglického spontaneous parametric down conversion. Dochází k ní při interakci fotonů s prostředím určitého druhu krystalu. Konverze má v názvu slovo spontánní, neboť je generována náhodně. Stejně jako u všech jevů kvantové mechaniky existuje pouze určitá pravděpodobnost, úměrná polarizaci vstupního paprsku, že konverzí vznikne provázaný fotonový pár. Ve chvíli, kdy ke konverzi dojde, vznikají oba provázané fotony téměř ve stejný čas. Koverze je parametrická, neboť závisí na vstupních parametrech intenzity elektrického pole  $\vec{E}$  příchozího fotonu, a je sestupná, neboť vzniklý fotonový pár má z hlediska zákonů zachování energie a hybnosti menší frekvenci, než foton vstupní:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \tag{1.12}$$

$$\vec{k_3} = \vec{k_1} + \vec{k_2}. \tag{1.13}$$

Ve výše uvedených rovnicích je  $\omega$  kruhová frekvence,  $\vec{k}$  je vlnový vektor. Index 3 odpovídá příchozímu fotonu, indexy 1 a 2 odpovídají fotonům ve vzniklém fotonovém páru. Vstupní foton, který je skrze proces SCDC konvertován do provázaného fotonového páru, je z historických důvodů nazýván pumpa, značíme dále jako  $\gamma_p$ . Vycházející fotony v provázaném páru jsou nazývány řádný, resp. mimořádný, značíme  $\gamma_i$  z anglického idler, resp.  $\gamma_s$  z anglického signal.

V experimentu, který jsme se rozhodli zreprodukovat, jsou využívány dva jednoosé krystaly  $\beta$ -Ba(BO<sub>2</sub>)<sub>2</sub>, pro který dále používáme zkratku BBO, jejichž optické osy jsou na sebe kolmé. K tomu, aby uvnitř jednoosého BBO krystalu došlo ke konverzi  $\gamma_p$ , je třeba, aby byl foton částečně nebo zcela polarizován ve směru optické osy. Z toho důvodu vstupní laserový paprsek prochází v aparatuře nejprve lineárním polarizátorem a dále půlvlnnou křemennou destičkou, které BBO krystalu předchází. Počet  $\gamma_p$ , u nichž ke konverzi na  $\gamma_i$  a  $\gamma_s$  dojde, pak narůstá, jak již bylo naznačeno výše.

U SPDC existují dvě varianty, které se liší co do polarizace vycházejících fotonů  $\gamma_i$ , resp.  $\gamma_s$ . U prvního typu konverze jsou oba vycházející fotony polarizovány kolmo k optické ose BBO krystalu, u druhého typu je jeden z fotonu polarizován kolmo a druhý rovnoběžně. V daném krystalu může docházet pouze k jednomu druhu SPDC. V našem experimentu je uplatňován první typ konverze,  $\gamma_s$  a  $\gamma_i$  mají tedy vždy stejnou polarizaci.

SPDC produkuje v praxi spektrum fotonů  $\gamma_s, \gamma_i$ , v teorii však platí, že směr a další vlastnosti vycházejících provázaných fotonů  $\gamma_s, \gamma_i$  závisí na několika parametrech. Je jím jednak frekvence  $\gamma_p$ , ozn.  $\nu_p$ , index lomu BBO krystalu  $n_{BBO}$ , úhel mezi  $\gamma_p$  a osou krystalu a mnoho dalších. Podrobnější informace je možno naleznout ve článku, z nějž jsme čerpali, viz [9]. Dle článku [10] lze tento jev též chápat jako reverzní proces tzv. generace součtové frekvence, dále SFG z anglického sum-frequency generation. Při tomto jevu dochází (za



Obrázek 1.1: Typy sestupné parametrické konverze. Vlevo typ první, kde trajektorie fotonů splývají do jednoho kuželu a kde jsou jejich polarizace totožné. Vpravo typ druhý, kde jsou trajektorie vzájemně posunuty a polarizace jednotlivých fotonů jsou na sebe kolmé. Zdroj [9].

určitých podmínek) k součtu úhlových frekvencí dvou fotonů v nelineárním prostředí, čímž vzniká foton třetí, jehož kruhová frekvence je dána součtem kruhových frekvencí vstupujícím fotonů.

### 1.4 Provázání polarizačního stupně volnosti

Provázaný stav částic v laboratoři vytvoříme jednak superpozicí jednotlivých stavů a také jejich korelací. Výchozí fotony  $\gamma_s, \gamma_i$  jsou oba polarizovány kolmo a jejich polarizace jsou korelovány, nejedná se však zatím o superpozici stavů. K tomu je hned za prvním krystalem umístěn druhý, který je identický, ale jehož optická osa je kolmá na optickou osu prvního krystalu. Kvůli tomu je potřeba, aby příchozí  $\gamma_p$  byl kruhově polarizován. Po průchodu dvěma BBO krystaly pak interaguje buď s jedním, nebo s druhým, jeden z krystalů tedy  $\gamma_p$  vidí, ten druhý nikoliv. Vzdálenost mezi krystaly musí být menší než 1 mm, aby nebylo při detekci možno odlišit, ve kterém krystalu došlo ke konverzi  $\gamma_p$  na  $\gamma_i$  a  $\gamma_s$ .



Obrázek 1.2: Kužel provázaných fotonů vycházející z BBO krystalů. Zdroj [1].

Pokud k SPDC dojde v prvním krystalu, budou  $\gamma_s, \gamma_i$  polarizovány kolmo k optické ose prvního krystalu. Dojde-li k SPDC ve druhém krystalu, budou  $\gamma_s, \gamma_i$  polarizovány rovnoběžně s optickou osou prvního krystalu, tudíž kolmo k optické ose druhého krystalu. Tímto je tvořena korelace stavů. Blízkost obou krystalů a překryv kuželů, ve kterých se provázané páry nachází, tedy nemožnost rozlišit, ve kterém krystalu k SPDC došlo, tvoří superpozici stavů.

# Kapitola 2

### Představení experimentu

Experiment, jenž jsme si dali za úkol zreprodukovat, navazuje historicky na známý paradox kvantové mechaniky, takzvaný EPR paradox, který je pojmenován po pánech Einsteinovi, Podolském a Rosenovi. Ve třicátých letech minulého století měl jejich myšlenkový experiment s provázanými částicemi, který představili ve článku [11], poukázat na fakt, že je kvantová mechanika neúplná.

Alternativu nabízeli EPR v tzv. teoriích skryté proměnné, podle kterých je kvantový popis neúplný pouze z toho důvodu, že v přírodě existují námi neobjevené stupně volnosti. Pokud bychom tyto skryté stupně volnosti objevili, přestal by mít popis kvantového světa pravděpodobnostní charakter.

V šedesátých letech se Johnu S. Bellovi, Irskému fyzikovi, podařilo EPR paradox matematicky formalizovat. Došel k závěru, že lokálně realistické teorie skrytých proměnných a kvantová mechanika jsou z principu nekonzistentní, a tuto nekonzistenci vyjádřil takzvanými Bellovými nerovnostmi.

V podání Clauser-Horne-Shimony-Holta, kteří Bellovu nerovnost převedli do jazyka polarizace, se podařilo experimentálně ukázat, že naše pozorování přírodních jevů se shoduje s kvantovým popisem, nikoliv s popisem lokálně realistickým.

#### 2.1 Bellovy nerovnosti

Ze článku [10] se dovídáme, jak Bellovy nerovnosti naměřit a jak potvrdit tzv. Bellův teorém, totiž fakt, že předpovědi kvantové mechaniky nemohou být v žádné lokální realistické teorii obsaženy. Mějme následující kvantově mechanický systém:

$$|\psi_{EPR}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_s|V\rangle_i + |H\rangle_s|H\rangle_i).$$
(2.1)

Kety  $|H\rangle$ , resp.  $|V\rangle$  symbolizují horizontální, resp. vertikální polarizaci. Stav, který popisuje rovnost (2.1), již nejde rozložit (podrobněji zmíněno v sekci 1.1), platí nerovnost  $|\psi_{EPR}\rangle \neq |A\rangle_s |B\rangle_i$ . Index *i*, resp. *s* odkazuje k řádnému, resp. mimořádnému fotonu, podrobněji viz sekci 1.3. Nyní přejdeme do rotační polarizační báze rotací o úhel  $\alpha$ :

$$|V_{\alpha}\rangle = \cos \alpha |V\rangle - \sin \alpha |V\rangle$$
  

$$|H_{\alpha}\rangle = \sin \alpha |H\rangle + \cos \alpha |H\rangle.$$
(2.2)

Pak lze stav (2.1) přepsat následovně:

$$|\psi_{EPR}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V_{\alpha}\rangle_{s}|V_{\alpha}\rangle_{i} + |H_{\alpha}\rangle_{s}|H_{\alpha}\rangle_{i}).$$
(2.3)

Se stejnou pravděpodobností  $P = \frac{1}{2}$  pak můžeme naměřit vertikální, resp. horizontální polarizaci u obou fotonů. Provázanost fotonového páru garantuje, že, je-li u jednoho fotonu naměřen stav  $|H_{\alpha}\rangle$ , resp.  $|V_{\alpha}\rangle$ , bude stejný stav naměřen i u druhého fotonu. Jak již víme ze sekce 1.3, jsou jak  $\gamma_s$ , tak i  $\gamma_i$  ortogonální k pumpě, tj. ke  $\gamma_p$  pocházejícího z laserové diody. Ta má konstatní operační proud I = 50 mA a vysílá paprsek o vlnové délce  $\lambda = 808$  nm,  $\lambda = \lambda_{pump}$ , který nejdříve prochází lineárním polarizátorem otočeným o úhel  $\theta_l$  od vertikálního směru. Jedné z komponent je dále posunuta fáze při průchodu křemennou destičkou o úhel  $\phi_l$ . Následně dochází k odrazu fotonů od zrcátka, tudíž světlo, které pokračuje k BBO krystalům, je nyní polarizováno kruhově.

Polarizační stav fotonů, které jsou v aparatuře produkovány, je nastavitelný. Chceme jej nastavit tak, aby korelace mezi  $\gamma_i, \gamma_s$  byla co největší, a vytvořit co nejčistší stav, v ideálním případě tedy stav  $|EPR\rangle$ . K tomu, abychom tento stav vytvořili, upravujeme parametry, které souvisí s polarizací laserového paprsku, tedy pumpy, která vstupuje do BBO krystalů. Nejdříve je potřeba upravit úhel  $\theta_l$  tak, aby pro počet koincidencí, který je dále značen  $N(\alpha, \beta)$ , platilo:

$$N(0^{\circ}, 0^{\circ}) = N(90^{\circ}, 90^{\circ}).$$
(2.4)

Dále je upraven úhel  $\phi_l$  tak, aby byl maximazován počet  $N(45^\circ, 45^\circ)$ . Stav paprsku, který vstupuje do BBO krystalů, je možno zapsat následovně:

$$|\psi_{pump}\rangle = \cos(\theta_l)|V\rangle_p + \exp(i\phi_l)\sin(\theta_l)|H\rangle_p.$$
(2.5)

V rovnici (2.5) máme  $\cos(\theta_l)$  jako příspěvek od lineární polarizace, člen  $\exp(i\phi_l)$ pak značí posun fáze jedné z komponent tím, jak pumpa projde křemennou destičkou. V experimentu požadujeme kruhově polarizovaný paprsek, neboť pak vysoce vzrůstá pravděpodobnost, že nastane proces spontánní sestupné parametrické konverze, kdy z jednoho fotonu vznikne korelovaný a kvantově provázaný fotonový pár. Paprsek je tedy dále odražen od zrcátka a prochází dvěma nelineárními BBO krystaly, jejichž osy jsou na sebe kolmé a v nichž dojde k výše zmíněnému SPDC. Stav, jenž byl zkonvertován (z angličtiny downconverted, tedy DC) lze zapsat následovně:

$$|\psi_{DC}\rangle = \cos(\theta_l)|H\rangle_s|H\rangle_i + \exp(i\phi_l + \Delta)\sin(\theta_l)|V\rangle_s|V\rangle_i.$$
(2.6)

Fotony, které nezkonvertovaly, jsou následně zachyceny beam stopperem. Provázané fotonové páry však z BBO krystalů unikají pod úhlem 3°, beam stopperu se tudíž vyhnou a jsou následně odraženy do detektorů. Předtím však ještě projdou infračerveným filtrem, který brání náhodně odraženým fotonům dorazit do detektoru. Pravděpodobnost, že při detekci naměříme oba fotony ve stavu vertikálním v nové bázi (2.2), vyjadřuje následující rovnost:

$$P_{VV}(\alpha,\beta) = |\langle V_{\alpha}|_{s} \langle V_{\beta}|_{i} |\psi_{DC}\rangle|^{2}$$
(2.7)

Úhly  $\alpha, \beta$  značí otočení polarizátorů, které předchází detektorům, a lze pro ně získat celkově čtyři výsledky měření,  $V_{\alpha}V_{\beta}, V_{\alpha}H_{\beta}, H_{\alpha}V_{\beta}, H_{\alpha}H_{\beta}$ , zkráceně VV, VH, HV, HH. Konkrétní vyjádření pravděpodobnosti (2.7) pak po úpravách dostaneme v následujícím tvaru:

$$P_{VV}(\alpha,\beta) = |\sin\alpha\sin\beta\cos(\theta_l) + \exp(i\phi_l + \Delta)\cos\alpha\cos\beta\sin(\theta_l)|^2.$$
(2.8)

Jak již bylo řečeno výše, předpovědi teorie skryté proměnné, dále pouze HVT (z anglického hidden variables theory), se s kvantovou mechanikou neshodují co do míry korelace, kterou matematicky vyjádřil Bell svými Bellovými nerovnostmi. V tomto experimentu pracujeme se speciálně upravenými Bellovými nerovnostmi pro míru korelace polarizace, které rozpracovali pánové Clauser, Horne, Shimony a Holt, viz [12]. Pro CHSH nerovnost platí pro všechny HVT:

$$|S| \le 2,\tag{2.9}$$

kde pro S platí:

$$S = E(\alpha, \beta) - E(\alpha, \beta') + E(\alpha', \beta) + E(\alpha', \beta'), \qquad (2.10)$$

$$E(\alpha,\beta) = P_{VV}(\alpha,\beta) + P_{HH}(\alpha,\beta) - P_{VH}(\alpha,\beta) - P_{HV}(\alpha,\beta), \qquad (2.11)$$

kde  $E(\alpha, \beta) \in \langle -1, 1 \rangle$ .

Pro určitou volbu parametr<br/>ů $\alpha,\alpha',\beta,\beta'$ bude CHSH nerovnost v rovnici (2.9) porušena.

#### 2.2 Výchozí experiment

Testovací aparatura, ze které jsme čerpali, vycházela z nákresu ve článku [1] a je vyobrazena na obrázku 2.1.

Detektory snímající jednotlivé zkonvertované fotony z SPDC mají být odchýleny 3° od BBO krystalu, aby byl viděn střed kuželu provázaných fotonů (viz obrázek 1.2). Po nalezení polohy detektorů, při které byl detekovaný signál na maximu, naměřili D. Dehlinger a M. W. Mitchell v koincidenci více jak 300 fotonů za sekundu. Aby ukázali, že jsou detekované fotony skutečně provázané skrze polarizační stupeň volnosti, měřili ko-incidenční frekvenci v závislosti na natočení polarizačních os polarizátorů A a B. Použili Clause-Horne-Simothy-Holtovu verzi Bellovy nerovnosti (2.9) a nalezli  $S = 2,307\pm0,035$ . Na obrázku 2.2 můžeme vidět závislost zaznamenaných fotonů a koincidencí na poloze detektoru.



Obrázek 2.1: Schéma experimentální aparatury ze článku [1]. Symboly: (LD) laserová dioda, (CL) optický kolimátor, (BA) apertura, (BF) modrý filtr, (LP) laserový polarizátor, (QP) půlvlnná destička, (MI) zrcadlo, (CR) BBO krystaly, (RA) kolejnice, (PA) polarizátor A, (PB) polarizátor B, (ID) clona detektoru, (RF) červený filtr, (FL) spojná čočka, (CA) připojení optických elementů k detektoru, (DA) detektor A, (DB) detektor B, (ST) beam stopper.



Obrázek 2.2: Počet zaznamenaných fotonů za čas v závislosti na úhlu, zdroj [1].

### 2.3 Příbuzné experimenty

Podobné experimenty je možno provádět i s jinými stupni provázání, kupříkladu s hybností a polohou, tedy tak, jak to původně EPR navrhovali. Nahlédneme-li do článku [13], vidíme, že autoři použili fotony provázané skrze hybnost a polohu, které generovali skrze SPDC, aby dokázali porušení jiné nerovnosti, v tomto případě Heisenbergova principu neurčitosti:

$$(\Delta x)^2 (\Delta p)^2 \ge \frac{\hbar^2}{4}.$$
(2.12)

EPR se porušení této nerovnosti snažili vysvětlit tím, že nám nejsou známy skryté proměnné, které by umožňovaly znát hodnoty x, p přesněji. Gedankenexperiment, který tomuto pokusu předcházel, byl postaven na podobném principu jako EPR paradox, pocházel však od Poppera. Popperova úvaha se od úvah EPR liší především tím, že nepřikládá nelokálnosti takový význam. Jeho idealizovaný stav provázaných částic můžeme napsat následovně:

$$|EPR\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |x, x\rangle dx = \int_{-\infty}^{\infty} |p, p\rangle dp.$$
 (2.13)

Pozice a hybnosti obou částic jsou v rovnici (2.13) dokonale provázané. Projde-li pumpa BBO krystalem (nebo jiným nelineárním prostředím, v němž může k SPDC dojít), rozdělí si výchozí  $\gamma_s$ ,  $\gamma_i$  energii půl na půl, a navíc dojde samozřejmě i k rozdělení hybnosti. Oboje je zřejmé již z rovnic (1.12) a (1.13).

Experimentální uspořádání ze článku [13] se samozřejmě od našeho značně liší, v principu však používají podobné optické elementy a prakticky stejné detektory. Ve výpočtu pak užívají hustoty pravděpodobnosti, aby vypočetli neurčitosti v polohách a hybnostech fotonů, a následně dosadí do kritéria od Manciniho a spol.:

$$[\Delta(x_2 - x_1)]^2 [\Delta(p_2 + p_1)]^2 \ge \hbar^2.$$
(2.14)

Stejně jako v případě experimentu popsaném ve článku [1] se jim podařilo příslušnou nerovnost porušit a vyloučit tak možnost existence skrytých proměnných. Lokálnost je tedy požadavek, který žádné provázané stavy splňovat nemohou.

### Kapitola 3

# Vývoj experimentální aparatury

### 3.1 První experimentální aparatura

Při vývoji experimentální aparatury k ověření Bellových nerovností jsme se řídili doporučeními a schématy ze článku [1], konkrétně nákresem 2.1 ze sekce 2.2. Vlastní uspořádání experimentu bylo však z praktických důvodů během roku a půl upravováno pro naše potřeby a z důvodu nedostatečné účinnosti sběru signálu byla aparatura později zcela přestavěna. Na obrázku 3.1 můžeme vidět prvotní uspořádání.



Obrázek 3.1: První experimentální uspořádání aparatury pro ověření Bellových nerovností. Zkratka IF představuje infračervený filtr. Podrobný popis je uveden níže v této sekci.

Mezi BBO krystały a zrcátky vidíme řez kuželem, v němž se nachází provázané fotony, které zkonvertovaly při SPDC, viz sekce 1.3.



Obrázek 3.2: Kužel provázaných fotonů

Celý experiment se nachází ve světlotěsné dřevěné krabici o rozměrech  $120 \times 55 \times 40 \text{ cm}^3$ , dále označovanou jako dark box, která má odklopitelné víko a která je přikryta speciální látkou, která nepropouští světlo. Ve všech rozích a rozhraních dark boxu se dále nachází izolace, která přispívá k dokonalému zastínění veškerého světla. Vyjdeme-li na schématu 3.1 z levého dolního rohu, vidíme nejdříve laserovou diodu, která produkuje paprsek o vlnové délce  $\lambda = 404 \text{ nm}$ , za ní se nacházející polarizátor a křemennou destičku. Ty upravují polarizaci fotonů tak, aby po odražení byla většina z nich polarizována kruhově. Podrobně jsou stavy těchto fotonů rozepsány v sekci 2.1. Paprsek putuje do BBO krystalů a je zastaven beam stopperem, stejně jako u experimentu, z něhož jsme čerpali. Zkonvertované fotony jsou pak odražený horními zrcátky do detektorů 1, resp. 2, kde jim předchází apertura, polarizátory a infračervené filtry.

Colé dno dark boxu pokrývá kovová deska s dírami na šrouby v pravidelných rozestupech 2,5 cm, díky nímž je možno optické elementy připevnit, aby při náhodných otřesech a manipulacích nedocházelo k jejich posunu. Podstavce, díky nímž bylo možno veškerý obsah dark boxu připevnit ke dnu, byly vytisknuty na 3D tiskárně, která se nachází na fakultě školy, a byly dokonale přizpůsobeny kovové desce na dně dark boxu. Důmyslným použitím matic a pružinek z propisek pak bylo možno veškeré optické elementy sjednotit co do výšky, což bylo pro funkčnost celé aparatury i pro správný sběr signálu nezbytné.

Fotografii zrcátek, od nichž se každý z fotonů  $\gamma_s, \gamma_i$  odrážel do detektoru, lze vidět na obrázku 3.3. Celý výchozí experiment je pak vyfocen na obrázku 3.4, kde jsou vidět i jednotlivé optické elementy a podstavce, na nichž jsou připevněny.

Jak již bylo zmíněno na začátku sekce, kvůli špatnému sběru signálu a neovladatelnosti experimentu došlo k přestavění aparatury. Důvody, proč při tomto nastavení není signál optimální, jsou podrobně rozebrány v diskuzi. Nová aparatura je popsána v následující sekci 3.2.



Obrázek 3.3: Odrazová zrcátka ve výchozím experimentu



Obrázek 3.4: Fotografie první experimentální aparatury k ověření Bellových nerovností. Nalevo vepředu vidíme laserovou diodu, jejíž paprsek prochází nejdříve modrým filtrem, poté půlvlnnou destičkou a následně dochází k odrazu do BBO krystalu od otočného zrcátka. Otočení křemenné destičky je možno přesně určit pomocí stupnice na podstavě, ke které je připevněna. Paprsek je zastaven beam stopperem a kužel provázaných fotonů je odražen od zrcátek, prochází lineárním polarizátorem a dopadá do detektorů, které jsou namontovány na bílých podstavcích s výřezem kružnice, pomocí nějž je možno polohu detektorů určovat vzhledem ke kovovému dnu dark boxu.

### 3.2 Druhá experimentální aparatura

Aby bylo při sběru dat jisté, že detektory snímají maximální možný výřezek z kuželu provázaných fotonů, byla aparatura přestavěna tak, aby se zkonvertované fotony odrážely od jednoho většího zrcadla, nikoliv od dvou menších, jak tomu bylo v předchozím případě. Nákres druhého uspořádání aparatury můžeme vidět na obrázku 3.5.



Obrázek 3.5: Druhé experimentální uspořádání aparatury pro ověření Bellových nerovností

Na schématu již zobrazujeme detektory společně s polarizátory, neboť při automatizaci nastavování polarizační osy došlo k připevnění polarizátorů přímo k detektorům. Podrobněji viz sekci 3.4. Zrcadlo, jež pokrývá celou pravou stranu experimentu, muselo být pokovené na povrchu. Nesměla se na něm nacházet vrstva skla, neboť by mohlo docházet k vícenásobným odrazům a vychýlením či pohlcením  $\gamma_i$  a  $\gamma_s$ . Využili jsme pokovení na plexiskle a odlakovali jsme nátěr chránící spodní vrstvu. Plexisklo se tedy nacházelo na druhé straně a fotony se odrážely přímo od pokovené vrstvy.

Abychom si byli jisti, že dochází k odrazu přímo do středu optické čočky detektoru, vytvořili jsme podstavec, kterým bylo možno natočení zrcadla podle jakékoliv osy korigovat. Podstavec jsme vytvořili následovně. V plastovém plátu byly vyvrtány díry, do kterých byl pomocí šroubů připevněn onen univerzální podstavec optické aparatury, který můžeme v různých obměnách vidět na obrázku 3.4. Samotné zrcadlo, pouze pár milimetrů tenké, pak bylo k plátu připevněno pomocí svorek a oboustanné lepící pásky, čímž bylo narovnáno a nastaveno do správné polohy, která se dala dle potřeby upravovat.

Dále jsme aparaturu vylepšili následovně. Detektory se pohybovaly na ručně vyrobené optické lavici (na nákresu 3.5 zobrazeny šedě), nikoli volně, jak tomu bylo doposud. Optická lavice sestávala z 90 cm dlouhého železného plátu a dvou podstavců, díky kterým se po spodním plátu daly detektory posouvat vzhledem ke kovovému zrcadlu. Železné pláty byly pod podstavcem na kovové zdrcadlo upevněny ve dvou bodech, které jsou na nákresu 3.5 označeny písmeny A a B.

Aby fotony dopadaly přesně na střed do roviny optické osy, což je nezbytné k tomu, abychom měli dostatečný signál, byla upravena výška podstavců, na nichž byly detektory upevněny. Tím byl i další stupeň volnosti vysoce zpřesněn.

Výroba podstavců na detektory probíhala následovně. Do krátkých železných odřezků, které jsme získali zkrácením optických lavic, byly vyvrtány díry o stejné velikosti jako na spodu detektorů. Pomocí šroubů byly tedy detektory k podstavcům připevněny a bylo možno sledovat případnou odchylku od optické osy, tedy od středu objektivu, kam mají fotony dopadat. K podstavcům byly připevněny plíšky ze stavebnice Merkur, které byly snadno tvarovatelné a na katedře volně dostupné. Z nich byly vytvořeny nožičky, které detektor držely v požadované výšce a které zároveň sloužily jako zaháknutí za drážky optické lavice. Detektory takto hladce po optické lavici klouzaly a bylo možno nastavit jejich vzdálenost od zrcadla. Výsledný produkt můžeme vidět na obrázku 3.6.



Obrázek 3.6: Vylepšené detektory. Vlevo vidíme detail servo motoru s polarizátorem, který je připevněn pomocí železného plátku pevně k objektivu detektoru. Vpravo vidíme podstavec, který detektor pevně drží na místě a zároveň jej udržuje v optimální výšce pomocí plíšků z Merkuru.

Přesnost měření vzdálenosti byla díky naší optické lavici tedy fakticky zpřesněna do řádu milimetrů. Celkově bylo měření zpřesněno v následujících stupních volnosti, které jsme při minulém nastavení určovali s velikou nepřesností: vzdálenost detektorů od BBO krystalů, výška dopadu kuželu provázaných fotonů na detektor a rotace detektorů okolo osy u zrcadla. Abychom byli schopni ukázat, že jsou fotony provázány skrze polarizační stupeň volnosti, bylo třeba měřit počet zaznamenaných fotonů za čas v závislosti na nastavení polarizační osy polarizátorů s čísly 1 a 2. Nejdříve však bylo nutné parametry experimentální aparatury nastavit tak, aby tento počet byl co nejvyšší, v našem případě v řádech 10<sup>4</sup> fotonů za sekundu. O těchto paramentrech se podrobně zmiňujeme v následující sekci.



Obrázek 3.7: Fotografie druhé experimentální aparatury k ověření Bellových nerovností. Na fotografii vidíme víko dark boxu a jeho rozsah. Podél levé stěny jsou vyrovnány optické elementy. V levém zadním rohu laserová dioda, dále lineární polarizátor, křemenná destička na rotujícím podstavci a nakonec zrcadlo odrážející paprsek do BBO krystalů, které se nachází mezi detektory. Podél pravé stěny dark boxu vidíme pokovené zrcadlo, které je připevněno k desce pomocí svorek a oboustranné lepící pásky. Povrch zrcadla je takto vyrovnán a samotné zrcadlo je snadno nastavitelné. Pod zrcadlem se nachází body A a B, které určují rotační osu optických lavic. Na jejich konci jsou detektory, které jsou již umístěny na železných podstavcích a které na sobě mají servo motory s polarizátory.

### 3.3 Parametry při sběru signálu

Bylo již řečeno, že zaznamenaný signál, v našem případě počet fotonů na jednotku času, závisí na mnoha stupních volnosti. Jedním z nich je úhel, pod kterým lze odražené fotony snímat detektorem. Ten je zobrazen pro první, resp. druhé nastavení aparatury na obrázcích 3.8, resp. 3.9.

Určování úhlu rotace probíhalo v každém nastavení aparatur jinak. V případě první aparatury byly vytvořeny speciální podstavce, které byly pomocí šroubů připevněny k detektorům a na jejichž dně byl připevněn výřez kružnice, díky němuž bylo možno otočení měřit. Detailně můžeme vidět na obrázku 3.10

Na podstavě dark boxu pak byl vyznačen nultý úhel a příslušnou rotaci detektoru bylo možno ručně nastavovat pomocí otočení výřezu kružnice vůči tomuto bodu. Opět se jedná o ruční posouvání a o velice nepřesnou metodu, která byla v novém nastavení nahrazena metodou mnohem přesnější.



Obrázek 3.8: Úhel odklonu detektorů od hlavní osy v prvním nastavení. Detektory rotují vzhledem ke středům zrcátek po kovovém dnu dark boxu na podstavcích.



Obrázek 3.9: Úhel odklonu detektorů od hlavní osy v druhém nastavení. Detektory rotují vzhledem k bodům A a B po optických lavicích, které jsou zobrazeny šedě a které jsou v těchto bodech upevněny ke dnu dark boxu.



Obrázek 3.10: Bílý podstavec na detektor. Detektor byl k podstavci připevněn pomocí matic, které se našroubovaly na šrouby. Pod bílým podstavcem vidíme výřez z kružnice a uprostřed nultý úhel, pomocí nějž jsme určovali odklon od hlavní osy.

Vzhledem k tomu, že provázené fotonové páry vznikají v úzkém kuželu, dochází k velkým nepřesnostem, snažíme-li se kužel odrazit pomocí zrcátek. Kužel je totiž nutné přesně zaměřit na plošku, která má pouze pár čtverečních milimetrů, a tato nepřesnost měření a nemožnost vylepšení metody při starém uspořádání byly hlavními důvody, proč k přestavění původní aparatury došlo. V novém nastavení, které vidíme na obrázku 3.5, jsme polohu detektorů určovali pomocí optických lavic, které byly připevněny v bodech A a B. Vycházeli jsme z následující jednoduché úvahy. Konvertující fotony  $\gamma_s$  a  $\gamma_i$  svírají s laserovým paprsek úhel o velikosti 3°. Vzhledem k délce a šířce podstavy a k možnostem upevnění optických lavic na kovovém dnu dark boxu jsme vzdálenost vyvodili pomocí nákresu 3.11.



Obrázek 3.11: Nákres k určování vzdáleností

Není mnoho možností, jak vzdálenosti p, d a l volit, neboť vzdálenost 2p může být pouze v násobcích vzdáleností jednotlivých děr, které činí 2,5 cm. Samotné optické lavice mají šířku okolo 5 cm. Zvolili jsme proto p = 3,75 cm a pak využili následující vzorec:

$$d = \frac{3,75}{\tan 3}.$$
 (3.1)

Ze vzorce 3.1 jsme určili vzdálenost čočky detektoru od bodu A, resp. B jako d = 71, 6 cm. Vzdálenost BBO krystalu od zrcadla jsme určili jako l = 71, 7 cm.

Dalším parametrem, na němž počet detekovaných fotonových párů závisí, je úhel polarizace v polarizátorech s pořadovými čísly 1 a 2. V prvním uspořádání jsme měli tyto polarizátory upevněny samostatně před detektorem. Kdykoli bylo nutno jedním z nich otočit, muselo být odklopeno víko, které aparaturu udržuje v úplné temnotě, což celý průběh měření prodlužovalo a narušovalo.

Z těchto důvodů došlo k rozhodnutí polarizační fólii připevnit k servo motorům, které lze za pomoci Arduina ovládat vně dark boxu pomocí počítače. Servo motory byly nastaveny tak, aby se nezávisle na sobě precizně otočily vždy o požadovaný počet stupňů, celý proces měření a nabírání dat tak byl značně usnadněn a urychlen. Stavba automatických polarizátorů je podrobně rozepsána níže.

### 3.4 Stavba automatických polarizátorů

Aby nebylo nutné při změně polarizačního úhlu jednoho z polarizátorů 1 či 2 měření na několik minut přerušit, byl celý proces zautomatizován pomocí Arduina a servo motorů, které jsou zobrazeny na obrázku 3.12 nalevo. K tomu, aby polarizační fólie byla ve správné výšce, aby se serva mohla volně otáčet a aby bylo vždy zajištěno, že fotony nejdříve projdou polarizátorem, bylo nutno motory připevnit přímo k detektorům. Objektiv detektoru byl proto obtáhnut dlouhými plátky mědi, která byla pro naše potřeby dostatečně snadno tvarovatelná a na které pak samotné motorky polarizační folii držely pomocí lepidla a šroubků.



Obrázek 3.12: Vylepšení polarizátorů. Nalevo původní polarizátory z nastavení 3.1. Napravo polarizační fólie připevněna k servo motorům, jež jsou ovládány Arduinem. Na šedé placičce je černou čarou vyobrazen směr polarizační osy.



Obrázek 3.13: Arduino k řízení servo motorů, které je připojeno k počítači, na němž je rozhraní, přes které jsou serva jednoduše ovládány.

Díky tomu, že veškeré fotony dopadající do detektorů musí nejdříve projít polarizátorem a následně ještě infračerveným filtrem, který byl přišroubován na objektiv detektoru, byly při měření definitivně odfiltrovány veškeré fotony, které se uvnitř aparatury mohly náhodně odrážet do detektorů.

### Kapitola 4

### Elektronika a detektory

#### 4.1 Single photon counter detektory

Detektory, které jsou v experimentu použity, jsou single-photon countery (dále pouze SPCM z anglického single-photon counter modules) od švýcarské společnosti ID Quantique, která se na jejich výrobu specializuje. Krom časově korelovaného jednofotonového čítání se tyto modely používají kupříkladu v spektrofotometrii, k detekci fluorescence a luminescence a příbuzných biologicko-fyzikálních disciplínách. Jedná se o křemíkovou lavinovou fotodiodu, která v našem případě snímá fotony v rozsahu vlnových délek 350 – 1000 nm. Aktivní oblast detektoru je malý černý kruh ve středu zlatého čtverce, kterému předchází objektiv, s nímž je možno zaostřovat, clona a infračervený filtr.

Maximální kvantová účinnost našeho modelu, tj. modelu ID120, se pro  $\lambda = 800$ nm pohybuje okolo 75 %, jak můžeme vidět na grafu 4.1.



Obrázek 4.1: Kvantová účinnost detektorů IDQ, konkrétně modelu id<br/>120-500-650nm a id<br/>120-500-800nm. Pro náš model se maximum nachází v $\lambda = 750$ nm. Zdroj: firemní dokumentace k IDQ ID<br/>120 single photon counter modulům.

Detektory mají mnoho parametrů nastavitelných na počítačovém rozhraní, které zároveň funguje jako měřič frekvence detekovaných fotonů. Nastavitelnými parametry jsou teplota diody, kterou lze nastavit až na t =  $-50^{\circ}$ C, dále mrtvý čas či napájecí napětí.

Diody jsou vsazené za clony, které určují propustnost světla a dle doporučení ze článku [1] jsme je při měření nechali otevřené naplno. Šum, v našem případě dark rate count, je u každé diody při daném napájecím napětí jiný. A tedy ačkoliv je jinak experiment symetrický a parametry experimentu jsou na obou stranách aparatury nastaveny stejně, můžeme naměřit rozdílné pozadí u každého z detektorů.

### 4.2 Koincidenční obvod

K tomu, abychom byli schopni vyhodnotit, zda jsme zaznamenali provázaný fotonový pár a odlišili jej od pozadí a od náhodných odrazů, bylo potřeba sestavit koincidenční detekci z integrovaných obvodů. Vycházeli jsme ze schématu na obrázku 4.2, které je přiloženo ke článku [1].



Obrázek 4.2: Koincidenční obvod

Při detekci fotonu jedním z SPCM dojde k produkci TTL pulsu o časové délce 25 ns. Koincidenční obvod sestává ze čtyř klopných obvodů typu D a samotná koincidence je detekována následovně. První klopný obvod, na obrázku vlevo dole, zpozdí B puls o 7 – 20 ns. Druhý, na obrázku vpravo nahoře, produkuje puls v A OUT. Je-li náběžná

hrana hodinového pulsu na A IN v době, kdy zpožděný B puls dorazí, je produkován prodloužený puls v COINC OUT. Koincidenční okénko má stejnou délku, jako A IN puls. Klopný obvod, jenž je na obrázku vpravo dole, následně způsobí natažení B pulsu. Vstupní puls je ukončen 50  $\Omega$  odporem. Veškeré produkované pulsy jsou kompatibilní s TTL a jsou dlouhé přibližně 25 ns. Putují dále do data akviziční desky, kde je signál uložen a vyhodnocen.

Ke stavbě vlastního obvodu, kam lze celkově připojit čtyři detektory místo dvou a který vycházel ze schématu 4.2, jsme použili jednoduchou rozvodnou desku. Nové upravené schéma je na obrázku 4.4. Aby byl obvod snadno ovladatelný a dostatečně izolovaný od okolí, zasadili jsme jej do černé plastové krabičky, do jejíhož víka byly vsazeny výstupy a ovladače k přepínání požadovaných funkcí. Hotovou koincidenční jednotku připojenou k data akvizici můžeme vidět na obrázku 4.3. Vzhledem k tomu, že do budoucna je plánováno měřit provázání až čtyř fotonů, je možno ke krabičce připojit až čtyři výstupy z SPCM. Po sestavení celého obvodu a připojení jsme obvod na obrázku 4.4 testovali pomocí osciloskopu a naměřili úspěšný výstup.



Obrázek 4.3: Koincidenční jednotka s data akvizicí. Uvnitř je rozvodná deska, na které je obvod sestavený podle nákresu 4.4.



Obrázek 4.4: Schéma pro koincidenci čtyř detektorů.

### Kapitola 5

### Vyhodnocení dat

#### 5.1 Počet detekcí v závislosti na napájecím napětí

V prvotním nastavení aparatury bylo třeba zajistit, že je signál korektně zaznamenáván, tedy že se kužely provázaných fotonů odráží od pokovených zrcátek na obrázku 3.3 do středu objektivů. Byla proto proměřena frekvence zaznamenaných fotonů v závislosti na napájecím napětí. Jednalo se o dostatečně jednoduché a přímočaré měření, neboť byl předpokládán monotónní, konkrétně rostoucí, průběh. Rostoucí závislost jsme očekávali z toho důvodu, že střední doba elektronů vytvářejících ve fotodiodě lavinu je tím kratší, čím větší potenciál na ně působí. Efektivita lavinové fotodiody proto s rostoucím napětím musí růst a s ní tedy i frekvence zaznamenaných fotonů. Naměřenou závislost zobrazují grafy na obrázku (5.1).



Obrázek 5.1: Frekvence zaznamenaných fotonů v závislosti na napájecím napětí

Na naměřených datech si můžeme povšimnout několika zvláštností, kupříkladu toho, že jsou naměřené frekvence značně odlišné při stejných hodnotách napájecího napětí. Je tomu tak zřejmě z několika důvodů.

Při počátečním měření jsme nekorigovali nastavení polarizátorů před detektory, tj. polarizátoru 1 a 2 z obrázku 4.2 v sekci 3.1, což znamená, že do každého detektoru přicházel za daný časový úsek jiný počet fotonů. Dále jsme nekorigovali úhel odklonu detektorů od hlavní osy, tj. úhel zobrazený na obrázku 3.8. Vzhledem k tomu, že tento

úhel v zásadě určuje, jak velkou část kužele generovaných provázaných fotonů vidíme, vede sebemenší natočení detektoru vzhledem k nulovému úhlu ke značně odlišným hodnotám naměřených frekvencí.

A nakonec také platí, že je každá fotodioda vyráběna s odlišnou kvantovou účinností při daném napájecím napětí, jak bylo již uvedeno v sekci 4.1. Tato odchylka mezi detektory je dalším důvodem k rozlišným hodnotám. Pro srovnání jsou níže připojeny grafy, v nichž je vynesena závislost kvantové účinnosti detektoru vůči napájecímu napětí, které máme z firemní dokumentace IDQ. Jak můžeme vidět, závislosti na grafech v 5.1 a 5.2 mají analogický průběh.



Obrázek 5.2: Kvantová účinnost v závislosti na napájecím napětí. Vpravo pro naši vlnovou délku generovaných fotonů. Zdroj: firemní dokumentace k IDQ ID120 single photon counter modulům.

#### 5.2 Počet detekcí v závislosti na poloze detektoru

Dále bylo nutno získat závislost přijatého signál na zaostření čoček, natočení detektoru a vzdálenosti od BBO krystalů. Určování těchto parametrů je podrobně popsáno v sekci 3.3. Ukázalo se, že u první aparatury, která je na obrázku 3.1, je toto "signální" maximum velice těžké získat. Převážně z tohoto důvodu byla nakonec aparatura přestavěna. Veškeré důvody, které zřejmě stojí za špatným signálem a za přestavěním aparatury, jsou podrobně rozepsány v diskuzi na konci této práce.

Na grafech v obrázku 5.3 jsou pro oba detektory vyneseny čtyři závislosti, v nichž se mění zaostření detektorů, které nabývá hodnot 0,45 m, 0,5 m, 0,55 m a 0,6 m. Pro každé zaostření jsme měnili vzdálenosti detektoru od BBO krystalů a zároveň jsme měnili úhel natočení od optické osy paprsku (viz obrázek 3.8) a zkoumali, jak se bude měnit počet detekovaných fotonů za čas. Jako v předchozím případě jednalo se i tentokrát o orientační měření, které nám mělo poskytnout představu o tom, jak dobře máme experiment nastavený a o jakou závislost se přibližně jedná.

I přes veškerou snahu se nám bohužel nepodařilo správně zaměřit střed kužele provázaných fotonů. Víme to z toho důvodu, že v experimentu, který je popsán ve článku [1], se počet zaznamenaných fotonů za 4 s pohyboval v řádech desetitisíců, viz graf 2.2 v



Obrázek 5.3: Frekvence zaznamenaných fotonů v závislosti na vzdálenosti od BBO krystalů v uspořádání 3.1. Vlevo pro detektor 1, vpravo pro detektor 2.

druhé kapitole, kde je výchozí experiment představen. Pro srovnání, námi nalezený maximálního signál dosahoval po odečtení pozadí řádů stovek. Veškeré důvody nízkého počtu zaznamenaných fotonů jsou opět podrobně rozebrány v diskuzi.

### Kapitola 6

### Diskuze

Abychom byli schopni ukázat z naměřených dat Bellovu nerovnost (2.9), bylo nejdříve třeba zmaximalizovat počet detekovaných fotonů za čas, což dle článku [1] znamená přes 300 koincidencí za sekundu a téměř 10 000 countů za sekundu. Bohužel jsme však zjistili, že ani při prvním nastavení aparatury, viz schéma na obrázku 3.1, ani při druhém, novějším nastavení aparatury, viz obrázek 3.5, tak vysokých hodnot nedosahujeme.

Je otázkou, proč tomu tak je. Jak jsme psali v sekci 3.3, závisí přijatý signál na velice mnoha parametrech, které je všechny třeba přesně nastavit, aby signál přicházel do fotodiody správně. Při pokusech s druhou aparaturou, tedy při stejných testech, při kterých jsme vyhodnotili, že první aparatura je nastavena špatně, jsme zjistili, že některé parametry jsou opět nastaveny chybně. A ač jsme tedy určitý nárůst v rámci stovek countů zaznamenali, nebyl to dostatečný počet k tomu, abychom byli schopni Bellovu nerovnost potvrdit. Zřejmě nejpodstatnějším důvodem k tomuto prozatimnímu neúspěchu je zřejmě fakt, že nemáme přesně srovnán střed kuželu provázaných fotonů s optickou osou detektoru. Znamená to, že signál, který přijímáme, je pouze zlomkem a odrazem z hlavního proudu. Názorně tento fakt můžeme vidět na obrázku 6.1.



Obrázek 6.1: Fotony odražené do čipu lavinové fotodiody od čočky a od stěn objektivu. Na obrázku vidíme tělo objektivu, kam přichází jednotlivé fotony skrze čočku, která je vyobrazena světle modře. Při každém odrazu je část paprsku pohlcena a do čipu na zadní stěně, vyobrazen jako černý kruh na zlatém čtverci, který detekuje světlo, už dorazí pouze nepatrný zlomek původního signálu. Paprsek má správně přicházet ve směru optické osy, která je zobrazena jako černá přímka s nápisem *O*.

Následky toho, že snímáme pouze část z generovaných fotonů, jakýsi chvost, podporují výsledky v grafech 5.1 i 5.3. V prvním případě, kdy jsme chtěli ověřit, že snímáme signál správně, se již ukázalo, že bude nutno polohu detektoru změnit.

V druhém grafu se tedy snažíme tuto ideální polohu nalézt. Pokud bychom snímali správnou část světelného kužele, musela by závislost počtu detekcí na vzdálenosti růst a mít maximum v takové vzdálenosti, na kterou jsme objektiv zaměřili. To se ale bohužel neděje, jak ukazují grafy na obrázku 5.3. Grafy navíc končí ve vzdálenosti 30,5 cm, neboť dále již detektory posouvat nešlo. První aparatura tedy byla přestavěna, korektní vzdálenosti a úhly byly napočítány a hledalo se maximum přijatého signálu na poloze v novém experimentálním uspořádání. Ani to však nepřineslo kýžený výsledek. Zřejmě generovaný kužel provázaných fotonů závisí na více parametrech, než s kolika jsme doposud počítali, a je tedy třeba aparaturu dále upravovat tak, aby počet detekovaných fotonů za sekundu vzrostl alespoň na několik tisíc.

### Závěr

Postavili jsme dvě experimentální aparatury na měření Bellových nerovností, kdy jsme čerpali z doporučení a návodů ze článků [1] a [10]. Pro první z nich jsme vytvořili podstavce s výřezem kružnice, které jsme připevnili přímo k detektorům a díky nimž jsme mohli určovat odchylku od nultého úhlu, a tím korigovat natočení detektorů vůči odraženým fotonům. Tento stupeň volnosti byl dále zpřesněn při výstavbě druhé experimentální aparatury, kdy jsme vytvořili optické lavice, jejichž osa otáčení byla umístěna přímo pod rovinu, od níž se fotony odážely. Podařilo se nám vystavět automatické otočné polarizátory, které jsme připevnili na detektory a jejichž polarizační osu jsme mohli nastavovat přes osobní počítač, na kterém bylo nainstalováno prostředí pro ovládání Arduina.

### 6.1 Plány do budoucna

Do budoucna plánujeme pracovat s druhým nastavením aparatury a pokusit se nalézt místo, v němž je detekce počtu fotonů za čas maximální, a to tím, že ještě vylepšíme přesnost otáčení optických os. Případně budou ještě upraveny podstavce, které drží detektory v určité výšce nad optickou lavicí, tak, aby i tato výška byla nastavitelná, a nikoliv konstantní. Následně chceme naměřit závislost počtu koincidencí na natočení automatických polarizátorů a pomocí těchto dat ověřit Bellovu nerovnost. V případě, že ani toto nové nastavení nebude produkovat dostatečný počet countů, plánujeme se přesunout zpět k první aparatuře, kde však budou zrcátka z obrázku 3.3 taktéž připevněny k servo motorům, pomocí nichž by bylo možno úhel natočení na obrázku 3.8 korigovat ještě přesněji.

Jsme však přesvědčeni, že chyby, které se vyskytly při našem experimentu jsou způsobeny pouze nedostatečnou přesností a nikoliv chybnou úvahou. Proto předpokládáme, že v brzké budoucnosti se nám podaří provázané fotony detekovat, Bellovu nerovnost potvrdit a zapojit do experimentu biologické struktury. To jejich zkoumání posune na další úroveň.

### Literatura

- [1] Dietrich Dehlinger and MW Mitchell. Entangled photon apparatus for the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70(9):898–902, 2002.
- [2] Daniel Havelka. Elektromagnetické pole mikrotubulárniho systému bunky. PhD thesis, Master thesis, Czech Technical University, Prague, 2010.
- [3] Jiří Blank, Kateřina Řezáčová, Pavel Exner, and Miloslav Havlíček. Lineární operátory v kvantové fyzice. Karolinum, 1993.
- [4] Michael A Nielsen and Isaac L Chuang. Quantum computation and quantum information. *Quantum*, 546:1231, 2000.
- [5] Stephen Barnett. Quantum information, volume 16. Oxford University Press, 2009.
- [6] Benjamin Schumacher and Michael Westmoreland. *Quantum processes systems, and information.* Cambridge University Press, 2010.
- [7] Bas Hensen, H Bernien, AE Dréau, A Reiserer, N Kalb, MS Blok, J Ruitenberg, RFL Vermeulen, RN Schouten, C Abellán, et al. Experimental loophole-free violation of a bell inequality using entangled electron spins separated by 1.3 km. arXiv preprint arXiv:1508.05949, 2015.
- [8] Stuart J Freedman and John F Clauser. Experimental test of local hidden-variable theories. *Physical Review Letters*, 28(14):938, 1972.
- [9] Jesse L Catalano. Spontaneous parametric down-conversion and quantum entanglement. 2014.
- [10] Dietrich Dehlinger and MW Mitchell. Entangled photons, nonlocality, and bell inequalities in the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70(9):903–910, 2002.
- [11] Albert Einstein, Boris Podolsky, and Nathan Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical review*, 47(10):777, 1935.
- [12] John F Clauser, Michael A Horne, Abner Shimony, and Richard A Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Physical review letters*, 23(15):880, 1969.

[13] John C Howell, Ryan S Bennink, Sean J Bentley, and RW Boyd. Realization of the einstein-podolsky-rosen paradox using momentum-and position-entangled photons from spontaneous parametric down conversion. *Physical review letters*, 92(21):210403, 2004.