Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Michał Jachura
Nr albumu: 290855

Nieklasyczna interferencja par fotonów generowanych w falowodzie nieliniowym

Praca magisterska
na kierunku FIZYKA,
specjalność: Optyka

Praca wykonana pod kierunkiem
prof. Konrada Banaszka
Instytut Fizyki Teoretycznej UW

13 lipca 2014

Oświadczenie kierującego pracą

Potwierdzam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i kwalifikuje się do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

Wykorzystując zjawisko dyspersji międzymodowej w falowodzie nieliniowym PPKTP, zbudowano źródło generujące pary fotonów w czystych modach przestrzennych. Nierozróżnialność wytwarzanych par zweryfikowano za pomocą pomiarów widzialności interferencji dwufotonowej w układzie Hong-Ou-Mandela oraz badając korelacje polaryzacyjne w post-selekcjonowanym stanie splątanym. W obydwu przypadkach, pomimo braku dodatkowego filtrowania przestrzennego generowanych fotonów, otrzymano widzialności interferencji przekraczające 90%, co stanowi najwyższą dotychczas zarejestrowaną wartość w tego typu układach. Wyniki pokazane w pracy potwierdzają możliwość zastosowania wielomodowych falowodów nieliniowych jako wydajnych źródeł nierozróżnialnych par fotonów z obszaru widmowego odpowiadającego długościom fali około 800 nm.

Słowa kluczowe

Interferencja dwufotonowa, źródła pojedynczych fotonów, falowody nieliniowe, splątanie kwantowe, fluorescencja parametryczna.

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Tytuł pracy w języku angielskim

Nonclassical interference of photon pairs generated in a nonlinear waveguide

Spis treści

Rozdział 1

Wstęp i motywacja badań

Źródła pojedynczych fotonów oraz ich par, wykorzystywane na początku głównie w eksperymentach ilustrujących zadziwiające konsekwencje mechaniki kwantowej [1–3], stanowią współcześnie podstawę wielu wyrafinowanych zastosowań, takich jak komercyjnie dostępna kwantowa kryptografia [4, 5], wciąż próbujące wyrwać się ze sfery teoretycznych rozważań kwantowe komputery [6], czy też absolutnie wizjonerska perspektywa utworzenia globalnej sieci informacji kwantowej nazwana „kwantowym internetem” [7]. Jeden z ważniejszych obszarów badań, które prowadzone są przy użyciu takich źródeł, dotyczy zjawiska interferencji wielofotonowej [8], z którą wiązane są nadzieje na poprawę metod takich jak stosowana w obrazowaniu medycznym koherentna tomografia optyczna [9], bądź używana powszechnie przy wytwarzaniu elementów elektronicznych fotolitografia [10]. Osobnym i najszerzej dyskutowanym zastosowaniem nieklasycznej interferencji wielofotonowej jest przetwarzanie kwantowej informacji zakodowanej w obsadzeniu poszczególnych modów światła [11]. Podstawowymi jednostkami takiej informacji są dwupoziomowe układy kwantowe nazywane qubitami [12], w których rozważane poziomy odpowiadają jednofotonowemu stanowi Focka w jednym z dwóch dostępnych modów światła. Operacje na nich, podobnie jak w przypadku klasycznych bitów wykonywane są za pomocą bramek logicznych. Bardzo długo optyczna realizacja nawet najprostszej bramki dwuqubitowej wydawała się jednak niemożliwa ze względu na brak materiałów o wystarczająco dużej nieliniowości umożliwiającej wzajemną interakcję między fotonami [13].

Sytuację tę zmienił szereg prac [14, 15] w których zaproponowano alternatywny schemat wykonywania operacji kwantowych, oparty jedynie na optyce liniowej. Niestety w schemacie tym operacje wykonywane są jedynie z określonym prawdopodobieństwem, a w dodatku nawet minimalne niedopasowanie modów światła między którymi zachodzi nieklasyczna interferencja powoduje występowanie błędów [16]. Stuprocentowa widzialność interferencji wielofotonowej, kluczowa we wszystkich potencjalnych zastosowaniach, może być zaś otrzymana jedynie przy całkowitej nierozróżnialności fotonów ze względu na przestrzenny oraz widmowy stopień swobody. O ile w przypadku tego ostatniego, spełnienie warunku nierozróżnialności można zapewnić stosunkowo łatwo poprzez użycie odpowiednio wąskich filtrów spektralnych oraz dodatkowych kryształów dwójłomnych, struktura przestrzenna par generowanych w najczęściej obecnie wykorzystywanym procesie fluorescencji parametrycznej w kryształach objętościowych jest w ogólności niezwykle skomplikowana [17]. Powoduje to, iż w większości eksperymentów z pojedynczymi fotonami, do zaobserwowania efektów kwantowych niezbędne jest zastosowanie filtrowania przestrzennego realizowanego za pomocą światłowodów jednomodowych [18], bądź irysowych przesłon [19], co w sposób oczywisty obniża wydajność źródła.

Z tego względu w ostatnich latach szczególnym zainteresowaniem cieszą się źródła fotonów oparte o falowody nieliniowe [20–22], w których przestrzenny stopień swobody generowanych fotonów ograniczony jest przez dyskretny zestaw modów poprzecznych [23, 24]. Warto zaznaczyć, że źródła falowodowe oprócz znacznie większej wydajności generacji [25] oferują także unikatową możliwość integracji ze zminiaturyzowanymi obwodami optycznymi [26]. Niestety dla długości fal odpowiadających światłu widzialnemu trudne jest obecnie wytworzenie pożądanych w tych zastosowaniach falowodów jednomodowych. W pracach [27,28] wykazano jednak że przy odpowiednio dobranych parametrach źródła możliwa jest generacja par fotonów w modzie podstawowym falowodu nieliniowego również w przypadku falowodu wielomodowego, a co równie ważne, ze względu na dyspersję międzymodową zgrubna selekcja obszaru spektralnego wystarcza do pozbycia się wszelkich innych procesów, w których fotony generowane są w modach wyższych. Wyniki otrzymane w pracy [29] sugerowały dodatkowo, iż przy użyciu falowodu pompowanego laserem pracy ciągłej, powinno dać się otrzymać fotony nierozróżnialne przestrzennie zdolne do interferencji z bardzo wysoką widzialnością bez dodatkowego filtrowania przestrzennego. Niniejsza praca stanowi pozytywną weryfikację tej hipotezy.

1.1 Cel i układ pracy

Głównym zadaniem postawionym w pracy było zbudowanie źródła par fotonów opartego o proces fluorescencji parametrycznej zachodzący w wielomodowym falowodzie nieliniowym w którym, w odróżnieniu od dotychczas budowanych źródeł, generowane pary będą nierozróżnialne ze względu na przestrzenny stopień swobody bezpośrednio na etapie generacji. W tym celu oprócz samego źródła zbudowano szereg układów doświadczalnych pozwalających na eksperymentalną weryfikację parametrów generowanych fotonów oraz umożliwiających przeprowadzenie pomiarów widzialności interferencji dwufotonowej w dwóch niezależnych konfiguracjach. Otrzymane wyniki świadczą o tym, że metoda selekcji wybranego procesu modowego oparta na dyspersji międzymodowej w falowodzie, pozwala na osiągnięcie bardzo wysokich wartości widzialności interferencji dwufotonowej, które udało się eksperymentalnie zaobserwować bez użycia dodatkowego filtrowania przestrzennego.

Właściwa praca złożona jest z pięciu rozdziałów. W rozdziale drugim zaprezentowano podstawy teoretyczne obserwowanych zjawisk oraz symulacje numeryczne wykonane uprzednio w pracy [29]. W rozdziale trzecim omówiono i zilustrowano zjawisko interferencji dwufotonowej. W rozdziale czwartym opisano budowę falowodowego źródła par fotonów, układów niezbędnych do weryfikacji nierozróżnialności generowanych par oraz części elektronicznej i komputerowej eksperymentu. W rozdziale piątym pokazano oraz skomentowano doświadczalnie otrzymane wyniki. W ostatnim, szóstym rozdziale, podsumowano wykonaną pracę i przedstawiono możliwe kierunki dalszych badań związanych z falowodami PPKTP.

Rozdział 2

Podstawy teoretyczne

2.1 Ośrodki dielektryczne i nieliniowe

Jedną z klas materiałów szeroko używanych w optyce są tzw. dielektryki. W materiałach tych pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego tworzy się moment dipolowy, którego objętościowa gęstość nazywana jest polaryzacją $\vec{P}$. Zależność składowych polaryzacji od zewnętrznego pola elektrycznego $\vec{E}$, przy założeniu natychmiastowej odpowiedzi ośrodka, można przedstawić w postaci szeregu potęgowego:

$$P_i(t) = \epsilon_0 [\sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j(t) + \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(t) E_k(t) + \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j(t) E_k(t) E_l(t) + ...], \tag{2.1}$$

gdzie indeksy i,j,k,l, odpowiadają składowym wektorów x,y,z, zaś współczynniki χ są składowymi tensorów podatności elektrycznej odpowiednich rzędów. Warto zauważyć, że zgodnie z powyższym równaniem kierunek wytworzonej w ośrodku polaryzacji nie jest w ogólności zgodny z kierunkiem wywołującego ją pola. Szczególną rolę w powyższym rozwinięciu odgrywa dominujący człon liniowy, którego wpływ na propagację fali opisuje się makroskopowo przy użyciu współczynnika załamania [30].

Do konstrukcji źródeł pojedynczych fotonów używa się najczęściej materiałów nieliniowych drugiego rzędu tj. takich, w których tensor $\chi^{(2)}$ ma niezerową wartość. Warunku tego nie spełniają ośrodki posiadające środek symetrii (np. ośrodki gazowe). W realizacjach eksperymentalnych funkcje takich materiałów pełnią specjalnie hodowane dwójłomne kryształy o wysokich współczynnikach nieliniowości, zazwyczaj oznaczane skrótami np. kryształ BBO ($\beta-BaB_2O_4$), kryształ KDP (KH_2PO_4), kryształ KTP ($KTiOPO_4$), czy kryształ LN ($LiNbO_3$). Okazuje się, że ze względu na wewnętrzną symetrię tensora $\chi^{(2)}$ (ang. *intrinsic permuation symmetry*) pełny opis własności nieliniowych kryształu można uzyskać podając 18 liczb zamiast 27, nazywanych macierzą $\hat{d}$. Jest to macierz o wymiarach 3×6, której elementy związane są z tensorem podatności równaniem $2d_{mn} = \chi_{ijk}^{(2)}$ oraz następującą tabelą wiążącą wartości poszczególnych indeksów:

m	1	2	3			
i	x	y	z			
n	1	2	3	4	5	6
jk	xx	yy	zz	yz,zy	xz,zx	xy,yx

Przykładowo $2d_{23} = \chi_{yzz}^{(2)}$, zaś $2d_{14} = \chi_{xyz}^{(2)}$.

W tak przyjętej konwencji oznaczeń polaryzację ośrodka można zapisać w nieco wygodniejszy sposób, za pomocą równania:

$$\begin{pmatrix} P_x(t) \\ P_y(t) \\ P_z(t) \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2(t) \\ E_y^2(t) \\ E_z^2(t) \\ 2E_y(t)E_z(t) \\ 2E_z(t)E_x(t) \\ 2E_x(t)E_y(t) \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

Dodatkowe symetrie poszczególnych kryształów dalej redukują liczbę współczynników niezbędnych do pełnego opisania oddziaływania nieliniowego. Przykładowo, dla kryształu KTP jedynymi niezerowymi elementami macierzy $\hat{d}$ są d_{31}, d_{32}, d_{33}, d_{24} oraz d_{15}, zaś dla kryształu KDP, d_{14}, d_{25} i d_{36} [31].

2.2 Fluorescencja parametryczna

Jednym z procesów zachodzących w ośrodkach nieliniowych drugiego rzędu jest proces fluorescencji parametrycznej, polegający na spontanicznym rozpadzie wysokoenergetycznego fotonu na parę fotonów o energiach niższych. Z przyczyn historycznych wiązka której fotony ulegają rozpadowi nazywana jest wiązką pompującą (ang. *pump*), zaś fotony pochodzące z rozpadu nazywa się odpowiednio: fotonem sygnałowym (ang. *signal*) i jałowym (ang. *idler*). Muszą one spełniać zasadę zachowania energii:

$$\omega_p - \omega_s - \omega_i = 0, \tag{2.3}$$

gdzie ω_p oznacza częstość fotonu pochodzącego z wiązki pompującej, ω_s częstość fotonu sygnałowego, zaś ω_i częstość fotonu jałowego.

W procesie fluorescencji parametrycznej musi być również spełniona zasada zachowania pędu, która w tym przypadku nazywana jest warunkiem dopasowania fazowego i sprowadza się do równania:

$$\vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i = 0, \tag{2.4}$$

gdzie $\vec{k}$ to wektory falowe odpowiednich fotonów biorących udział w procesie zgodnie z oznaczeniami z poprzedniego równania.

Jak zostanie pokazane w dalszych rozdziałach, z powodu skończonych rozmiarów kryształu nieliniowego, powyższa równość jest jedynie przybliżona. Ze względu na wygodę zastosowania oraz szybki rozwój technik laserowych i materiałów nieliniowych, proces fluorescencji parametrycznej stanowi do dziś najczęstszą metodę otrzymywania pojedynczych fotonów w warunkach laboratoryjnych. W szczególności po umieszczeniu idealnego detektora na drodze optycznej jednego z fotonów, przy pominięciu strat, mamy pewność, że w układzie znajduje się drugi foton z pary gotowy do dalszych eksperymentów. Ten tryb pracy nazywany jest źródłem fotonów sygnalizowanych (ang. *heralding single photon source*). Kwantowa natura procesu sprawia, że generowane pary fotonów wykazują bardzo silne korelacje widmowe i przestrzenne, które do dziś są przedmiotem zaawansowanych badań [32, 33].

2.2.1 Dopasowanie fazowe w ośrodkach dwójłomnych

Dla procesu współliniowego ($\vec{k}_p \parallel \vec{k}_s \parallel \vec{k}_i$) oraz zdegenerowanego widmowo ($\omega_s = \omega_i$, $\omega_p = 2\omega_s$) warunek dopasowania fazowego dla jednakowej polaryzacji trójki fotonów przyjmuje postać:

$$\frac{n(\omega_p)\omega_p}{c} - \frac{n(\omega_s)\omega_s}{c} - \frac{n(\omega_s)\omega_s}{c} = 0 \quad \Longrightarrow \quad n(\omega_p) = n(\omega_s), \tag{2.5}$$

gdzie skorzystano z definicji długości wektora falowego:

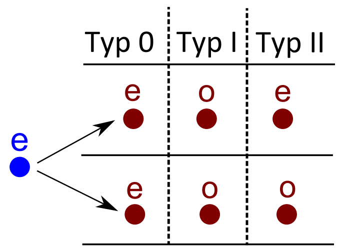
$$k = \frac{n(\omega)\omega}{c} \tag{2.6}$$

oraz oznaczono wartość współczynnika załamania dla wybranej częstości fotonu jako $n(\omega)$.

W większości materiałów optycznych współczynnik załamania maleje wraz z długością fali (dyspersja normalna), co sprawia iż warunek równości współczynników załamania dla wiązki pompującej i sygnałowej (2.5) jest warunkiem niemożliwym do spełnienia. Z tego powodu do zagwarantowania dopasowania fazowego wykorzystuje się powszechnie dwójłomność kryształu nieliniowego. W ośrodkach dwójłomnych jednoosiowych dozwolone są jedynie dwie polaryzacje propagującej się fali elektromagnetycznej, przy czym fala spolaryzowana w płaszczyźnie wyznaczanej przez oś optyczną i kierunek propagacji nazywana jest falą nadzwyczajną (ang. *extraordinary*), zaś fala spolaryzowana prostopadle do tej płaszczyzny falą zwyczajną (ang. *ordinary*). W przypadku fali nadzwyczajnej współczynnik załamania zależy od kąta θ miedzy kierunkiem propagacji a kierunkiem osi optycznej kryształu, zgodnie z równaniem [31]

$$n_e(\theta) = \Big(\frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2}\Big)^{-\frac{1}{2}}, \tag{2.7}$$

gdzie n_e oraz n_o to stałe charakteryzujące dany kryształ, będące jednocześnie współczynnikami załamania dla poszczególnych polaryzacji dla przypadku $\theta = 90°$. Jak widać z powyższego równania, współczynniki załamania dla obydwu polaryzacji są takie same jedynie dla przypadku $\theta = 0°$, czyli dla kierunku propagacji współliniowego z osią optyczną. Zależnie od tego czy współczynnik załamania dla fali nadzwyczajnej jest mniejszy, czy większy od współczynnika załamania fali zwyczajnej, wyróżnia się odpowiednio kryształy ujemne ($n_e < n_o$) lub dodatnie ($n_e > n_o$). Przykładową zależność współczynników załamania od kąta pomiędzy kierunkiem propagacji, a osią optyczną dla kryształu ujemnego zilustrowano na rysunku 2.2 (a). Zależnie od polaryzacji generowanych fotonów względem polaryzacji pompy, wyróżnić można procesy fluorescencji parametrycznej zerowego, pierwszego i drugiego typu, co zostało pokazane na rysunku 2.1.

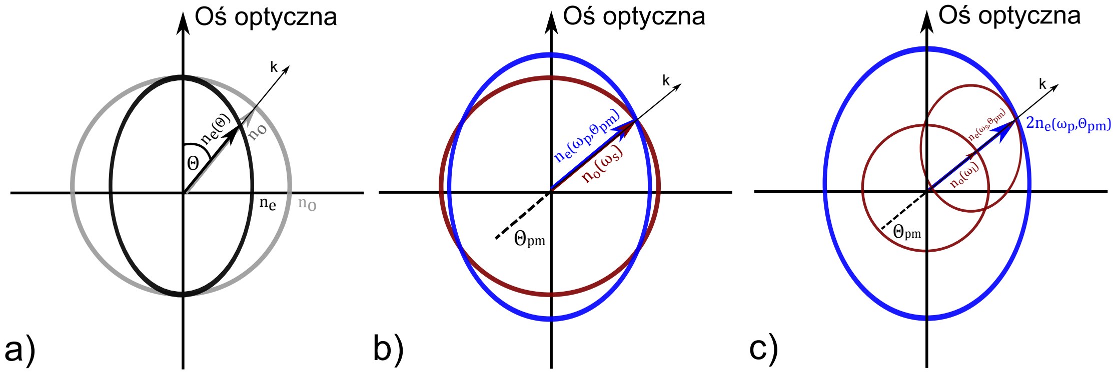


Rys. 2.1: Typy procesów fluorescencji parametrycznej w zależności od polaryzacji fotonu sygnałowego i jałowego. e – polaryzacja fali nadzwyczajnej, o – polaryzacja fali zwyczajnej.

Ponownie korzystając z definicji długości wektora falowego, można teraz zapisać warunek dopasowania fazowego osobno dla najczęściej wykorzystywanych procesów pierwszego i drugiego typu, dla uproszczenia ponownie zakładając, że w obydwu przypadkach są one współliniowe i zdegenerowane widmowo.

$$\frac{n_e(\omega_p,\theta)\omega_p}{c} - \frac{n_o(\omega_s)\omega_s}{c} - \frac{n_o(\omega_s)\omega_s}{c} = 0 \implies n_e(\omega_p,\theta) = n_o(\omega_s), \qquad \text{Typ I} \tag{2.8}$$

$$\frac{n_e(\omega_p,\theta)\omega_p}{c} - \frac{n_o(\omega_s)\omega_s}{c} - \frac{n_e(\omega_s,\theta)\omega_s}{c} = 0 \implies 2n_e(\omega_p,\theta) = n_o(\omega_s) + n_e(\omega_s,\theta), \text{Typ II} \tag{2.9}$$



Rys. 2.2: Typowa zależność współczynników załamania od kąta θ pomiędzy kierunkiem propagacji k, a osią optyczną dla kryształu jednoosiowego ujemnego (a), dopasowanie fazowe dla współliniowego i zdegenerowanego widmowo procesu typu I (b), dopasowanie fazowe dla współliniowego i zdegenerowanego widmowo procesu typu II (c). Wartości współczynników załamania odpowiadają długościom odpowiednich strzałek, z wyjątkiem strzałki niebieskiej na schemacie (c), której długość oznacza podwojony współczynnik załamania wiązki pompującej.

Dzięki dwójłomności kryształu, różnicę współczynników załamania wynikającą z dyspersji normalnej ośrodka łatwo jest skompensować propagując wiązkę pompującą jako falę nadzwyczajną pod odpowiednim kątem θ_{pm} do osi optycznej, nazywanym kątem dopasowania fazowego. Warto zauważyć, że determinuje on częstości widmowe fotonów dla których spełnione jest dopasowanie fazowe. W praktyce chcąc zachować prostopadłość ścian kryształu do kierunku wiązki właśnie pod takim kątem wycina się kryształ. Graficzna ilustracja równań (2.8) oraz (2.9) spełnionych dla kąta θ_{pm}, została przedstawiona na rysunkach 2.2 (b, c).

2.2.2 Źródła splątanych par fotonów

Wykorzystując proces fluorescencji parametrycznej stosunkowo łatwo otrzymać splątane polaryzacyjnie pary fotonów. Zarówno konstrukcja jak i finalny stan splątany zależy od konkretnego typu oddziaływania. W kryształach realizujących typ I fotony zdegenerowane widmowo generowane są na powierzchni stożkowej [19] symetrycznej względem kierunku propagacji wiązki pompującej. Dla tego przypadku źródło splątanych par fotonów składa się z dwóch zetkniętych kryształów o prostopadle skierowanych osiach optycznych umieszczonych wzdłuż osi wiązki pompującej. Po ustaleniu polaryzacji wiązki pompującej ukośnie względem osi optycznych kryształów, nie da się odróżnić w którym krysztale fotony zostały wygenerowane. W związku z tym, zgodnie z prawami mechaniki kwantowej, zsumowaniu ulegną amplitudy prawdopodobieństwa generacji pary w pierwszym i drugim krysztale, a tym samym umieszczając detektory po przeciwnych stronach stożka, otrzymamy fotony w symetrycznym stanie splątanym:

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle + e^{i\phi}|VV\rangle), \tag{2.10}$$

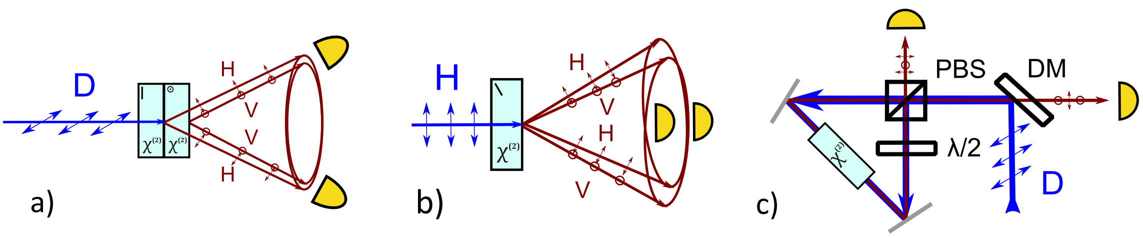
gdzie faza ϕ wynika z dwójłomności kryształu nieliniowego, a jej zmiana możliwa jest np. za pomocą dodatkowego kompensatora Babineta.

W procesie typu II, ze względu na asymetrię dopasowania fazowego, każdy z fotonów generowany jest na powierzchni stożkowej skierowanej pod nieco innym kątem [34]. Dzięki temu za pomocą procesu typu II możliwe jest otrzymanie fotonów w antysymetrycznym stanie splątanym

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + e^{i\phi}|VH\rangle), \tag{2.11}$$

przy użyciu tylko jednego kryształu. Fotony te znajdują się na przecięciu obydwu powierzchni stożkowych. Przejście pomiędzy symetrycznym i asymetrycznym stanem splątanym możliwe jest poprzez umieszczenie na drodze optycznej jednego z fotonów, płytki półfalowej, której osie główne obrócone są o kąt 45° względem polaryzacji fotonu.

Konstrukcja źródła splątanych par dla typu II możliwa jest również w przypadku dopasowania fazowego współliniowego. Najwygodniejsza w tym wypadku jest konfiguracja Sagnaca [35], w której wiązka pompująca wprowadzana za pomocą lustra dichroicznego (DM) dzieli się na kostce rozdzielającej polaryzację (PBS) na dwie wiązki o równych amplitudach, pompujące kryształ z przeciwnych stron. Dodatkowo płytka półfalowa ($\lambda/2$) uzgadnia polaryzacje wiązek pompujących oraz generowanych par fotonów. Pary splątane generowane są wtedy w ramionach wyjściowych kostki PBS. Warto podkreślić, że w metodzie tej elementy optyczne odpowiedzialne za zmianę polaryzacji muszą być dostosowane zarówno do długości fali pompy jak i generowanych par. Wszystkie trzy rodzaje źródeł zostały zilustrowane na rysunku 2.3. W przypadku współliniowego procesu typu II możliwa jest również generacja stanu splątanego w tzw. postselekcji omówiona szerzej w dalszych częściach pracy.



Rys. 2.3: Konstrukcja źródeł splątanych polaryzacyjnie par fotonów dla kryształu typu I (a), kryształu typu II (b) oraz kryształu typu II w układzie Sagnaca (c).

Źródła polaryzacyjnych stanów splątanych stanowią często punkt wyjścia w doświadczalnych realizacjach technologii kwantowych, a także pozwalają na eksperymentalne złamanie, opartych na klasycznych założeniach tzw. nierówności Bella. Ostatnie z wymienionych zastosowań odbiło się w świecie naukowych szerokim echem, gdyż złamanie nierówności ma znaczące implikacje teoretyczne, a mianowicie zaprzecza tzw. lokalnemu realizmowi mechaniki kwantowej [36] szeroko dyskutowanemu przez prekursorów tej teorii. W praktyce, niedoskonałości układów doświadczalnych nazywane w tym kontekście lukami (ang. *loopholes*), takie jak niska wydajność detekcji fotonów, modyfikują nieco nierówności Bella, znacząco utrudniając przeprowadzenie eksperymentu bezsprzecznie odrzucającego założenie lokalnego realizmu [37].

2.2.3 Hamiltonian procesu

Formalny opis fluorescencji parametrycznej opisany przykładowo w [38, 39], zaczniemy od wprowadzenia Hamiltonianu będącego kwantowym odpowiednikiem energii pola elektromagnetycznego. Załóżmy, że jedynym polem propagującym się w ośrodku nieliniowym drugiego rzędu jest pole wiązki pompującej $\vec{E}^p$. Całkowita energia pola wynosi w takim przypadku [30]:

$$W = \frac{1}{2}\int_V d^3r \vec{E}^p(\vec{r},t)\vec{D}(\vec{r},t). \tag{2.12}$$

W związku z tym, że interesuje nas jedynie wkład do całkowitej energii pola wynikający z odziaływania nieliniowego drugiego rzędu zapisujemy:

$$\mathcal{E} = \frac{\epsilon_0}{2}\int_V d^3r \sum_{ijk} \chi^{(2)}_{ijk} E^p_i(\vec{r},t) E_j(\vec{r},t) E_k(\vec{r},t). \tag{2.13}$$

W kolejnym etapie wykonać należy kwantowanie pola, co choć w ogólności jest procedurą złożoną, w praktyce sprowadza się do zastąpienia składowych wektora pola elektrycznego stowarzyszonymi z nimi operatorami pola. Pomijając polaryzacyjny stopień swobody, oraz ograniczając się do przypadku jednowymiarowego, operator ten zapisać można w formie dwóch składników opisujących ujemne i dodatnie częstości pola:

$$\hat{E}(z,t) = \hat{E}^{(+)}(z,t) + \hat{E}^{(-)}(z,t), \tag{2.14}$$

gdzie

$$\hat{E}^{(+)}(z,t) = \int_0^\infty d\omega \sqrt{\frac{\hbar\omega}{4\epsilon_0 c}}\hat{a}(\omega) e^{ik(\omega)z - i\omega t} \quad \text{oraz} \quad \hat{E}^{(-)}(z,t) = \hat{E}^{(+)\dagger}(z,t). \tag{2.15}$$

Operatory $\hat{a}(\omega)$ nazywane operatorami anihilacji fotonu, spełniają następujące reguły komutacyjne:

$$[\hat{a}(\omega), \hat{a}^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega') \qquad [\hat{a}(\omega), \hat{a}(\omega')] = 0 \tag{2.16}$$

Załóżmy, że rozważany kryształ ma długość L. Korzystając z równania (2.13) po zastąpieniu pól operatorami otrzymujemy Hamiltonian związany z oddziaływaniem nieliniowym drugiego rzędu:

$$\hat{H}(t) = \frac{\epsilon_0}{2}\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz \sum_{ijk} \chi^{(2)}_{ijk} \hat{E}^p_i(z,t) \hat{E}_j(z,t) \hat{E}_k(z,t). \tag{2.17}$$

Przyjmijmy teraz, że polaryzacje pól są zgodne z procesem typu II, wybierzmy odpowiedni składnik tensora $\chi^{(2)}_{ijk}$, oznaczmy operatory odpowiadające wiązkom biorącym udział w procesie oraz skorzystajmy z równania (2.14):

$$\hat{H}(t) = \frac{\epsilon_0}{2}\chi^{(2)} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz \big[\hat{E}^{(+)}_p(z,t) + \hat{E}^{(-)}_p(z,t)\big]\big[\hat{E}^{(+)}_s(z,t) + \hat{E}^{(-)}_s(z,t)\big]\big[\hat{E}^{(+)}_i(z,t) + \hat{E}^{(-)}_i(z,t)\big]. \tag{2.18}$$

Spośród ośmiu składników opisujących nieliniowe procesy zachodzące w krysztale za proces parametryczny odpowiadają jedynie dwa poniższe:

$$\hat{H}_{DC}(t) = \frac{\epsilon_0}{2}\chi^{(2)} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz \hat{E}^{(+)}_p(z,t) \hat{E}^{(-)}_s(z,t) \hat{E}^{(-)}_i(z,t) + h.c. \tag{2.19}$$

Dodatnia część operatora pola odpowiada za anihilację fotonów, zaś ujemna za ich kreację, widać więc iż zgodnie z poprzednimi stwierdzeniami rozważany Hamiltonian opisuje rozpad fotonu pompy na foton sygnałowy i jałowy. Dodatkowy człon będący sprzężeniem hermitowskim (*h.c.*) członu pierwszego gwarantuje hermitowskość całego operatora i odpowiada za odwrotny do fluorescencji parametrycznej proces sumowania częstości. W dalszej części pracy proces sumowania częstości wykorzystywany jest jedynie pomocniczo, w związku z tym zdecydowano się na pominięcie dokładnego opisu teoretycznego tego zjawiska przedstawionego w [29, 31]. Dla przypadku zdegenerowanego widmowo, proces sumowania częstości nazywany jest też generacją drugiej harmonicznej.

2.2.4 Łączne widmo par fotonów

Przyjmijmy następnie, że natężenie pola pompy jest na tyle wysokie iż pole to możemy opisać klasycznie, za pomocą rozkładu w dziedzinie częstości $\alpha(\omega)$:

$$\hat{E}_p^{(+)}(z,t) = E_p(z,t) = \int_0^\infty d\omega_p \alpha(\omega_p) e^{ik(\omega_p)-i\omega_p t}, \tag{2.20}$$

gdzie $\alpha(\omega)$ nazywana jest amplitudą widmową pola. Dodatkowo załóżmy, że przed oddziaływaniem w krysztale pola sygnałowe i jałowe znajdowały się w stanie próżni $|\psi_0\rangle = |0\rangle$. Ewolucję stanu w obrazie Schrödingera opisuje rachunek zaburzeń zależny od czasu [40], w którym ze względu na niewielką wartość nieliniowości ograniczymy się jedynie do pierwszego rzędu rozwinięcia:

$$|\psi(t)\rangle \approx |0\rangle + \frac{1}{i\hbar}\int_0^t dt \hat{H}_{DC}(t)\,|0\rangle\,. \tag{2.21}$$

Korzystając z równań (2.15), (2.20) oraz (2.21), zapisujemy poprawkę do stanu próżni oznaczając wszystkie stałe jako C oraz rozróżniając operatory kreacji poszczególnych fotonów:

$$\frac{1}{i\hbar}\int_0^t dt \hat{H}_{DC}(t)\,|0\rangle = C\int_0^t dt \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dz \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_p d\omega_s d\omega_i \alpha(\omega_p)\sqrt{\omega_s}\sqrt{\omega_i} e^{-i(\omega_p-\omega_s-\omega_i)t} \\ \times e^{i(k_p(\omega_p)-k_s(\omega_s)-k_i(\omega_i))z} \hat{a}^\dagger(\omega_s)\hat{b}^\dagger(\omega_i)\,|0\rangle\,. \tag{2.22}$$

W kolejnych krokach wykonujemy całkę po z, zakładamy że szerokość widmowa rozkładu pola sygnałowego i jałowego jest na tyle mała iż wyrazy $\sqrt{\omega_s},\sqrt{\omega_i}$ możemy potraktować jako stałe oraz zakładamy, że ze względu na skończony czas interakcji pól w krysztale, granice całki po czasie możemy bez zmiany wyniku obustronnie rozszerzyć do nieskończoności:

$$\frac{1}{i\hbar}\int_0^t dt \hat{H}_{DC}(t)\,|0\rangle \approx C'\int_{-\infty}^\infty dt \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_p d\omega_s d\omega_i \alpha(\omega_p) e^{-i(\omega_p-\omega_s-\omega_i)t} \\ \times L\,\mathrm{sinc}\Big[\big(k_p(\omega_p) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i)\big)\frac{L}{2}\Big] \hat{a}^\dagger(\omega_s)\hat{b}^\dagger(\omega_i)\,|0\rangle\,. \tag{2.23}$$

Ostatecznie otrzymujemy stan początkowy uzupełniony o dwufotonową poprawkę:

$$|\psi_{DC}\rangle \approx |0\rangle + C''\int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_s d\omega_i \alpha(\omega_s+\omega_i)\phi(\omega_s,\omega_i)\hat{a}^\dagger(\omega_s)\hat{b}^\dagger(\omega_i)\,|0\rangle\,, \tag{2.24}$$

gdzie C'' jest stałą liniowo zależną od długości kryształu L i współczynnika nieliniowości $\chi^{(2)}$, zaś funkcja

$$\phi(\omega_s,\omega_i) = \mathrm{sinc}\Big[\big(k_p(\omega_s+\omega_i) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i)\big)\frac{L}{2}\Big] = \mathrm{sinc}\Big[\Delta k\frac{L}{2}\Big], \tag{2.25}$$

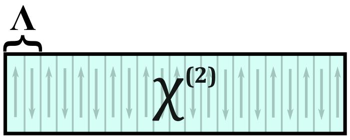
nazywana jest funkcją dopasowania fazowego. Z postaci funkcji dopasowania fazowego wynika, że zwiększenie długości kryształu powoduje zawężenie widma generowanych fotonów. Co ciekawe, wynika z niego również, że pary fotonów mogą generować się także, gdy różnica wektorów falowych Δk biorących udział w procesie jest niezerowa. W takim przypadku część pędu przejmuje kryształ. Iloczyn funkcji dopasowania fazowego i amplitudy widmowej pompy pomnożony przez swoje sprzężenie zespolone:

$$|\Psi(\omega_s,\omega_i)|^2 = |\alpha(\omega_s+\omega_i)\phi(\omega_s,\omega_i)|^2, \tag{2.26}$$

określa łączną amplitudę widmową generowanej pary fotonów. Z funkcji $|\Psi(\omega_s,\omega_i)|^2$, której wartość jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa generacji pary fotonów o zadanych częstościach ω_i, ω_s, będziemy intensywnie korzystali w dalszych częściach pracy, nazywając ją skrótowo łącznym widmem pary fotonów.

2.3 Quasi-dopasowanie fazowe

Zazwyczaj warunek dopasowania fazowego nie pozwala na wykorzystanie najwyższych współczynników nieliniowości kryształu [31], a dodatkowo podziale częstości typu II prowadzi do nietrywialnych efektów związanych ze zjawiskiem dryfu fotonu propagującego się jako fala nadzwyczajna [41]. Uniemożliwia też pracę w bardzo wygodny eksperymentalnie reżimie współliniowym, gdzie obydwa fotony propagują się w tym samym kierunku co wiązka pompująca.



Rys. 2.4: Periodyczna inwersja domen nieliniowych.

Rozwiązaniem powyższych problemów jest zastosowanie metody quasi-dopasowania fazowego, polegającej na tym, że znak współczynnika nieliniowości $\chi^{(2)}$ zmienia się periodycznie wzdłuż kryształu równolegle do kierunku propagacji wiązki tak jak pokazano na rysunku 2.4. Jeden ze sposobów fabrykacji tego typu próbki opiera się na ferroelektryczności materiału i polega na przyłożeniu do powierzchni kryształu specjalnie zaprojektowanych elektrod za pomocą których wytwarzane są w krysztale silne pola elektryczne. Pierwsza udana próba wytworzenia periodycznej inwersji domen w krysztale $LiNbO_3$ została opisana w [42]. Parę lat później do materiałów, w których można stosować tę metodę dopasowania fazowego, dołączyły również kryształy $KTiOPO_4$ [43]. Aby zilustrować wpływ periodycznej inwersji domen na warunek dopasowania fazowego załóżmy na początku, że współczynnik $\chi^{(2)}$ w krysztale zmienia się harmonicznie z okresem Λ:

$$\chi^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)} \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z) = \frac{\chi_0^{(2)}}{2}(e^{\frac{i2\pi z}{\Lambda}} + e^{\frac{-i2\pi z}{\Lambda}}). \tag{2.27}$$

W takim przypadku człon oscylujący pod całką po prawej stronie równania (2.22) zostanie zastąpiony przez dwa wyrazy:

$$e^{i(k_p(\omega_p)-k_s(\omega_s)-k_i(\omega_i))z} \rightarrow \frac{1}{2}(e^{i(k_p(\omega_p)-k_s(\omega_s)-k_i(\omega_i)+\frac{2\pi}{\Lambda})z} + e^{i(k_p(\omega_p)-k_s(\omega_s)-k_i(\omega_i)-\frac{2\pi}{\Lambda})z}). \tag{2.28}$$

Po odcałkowaniu prawej strony równania (2.22) po współrzędnej z, funkcja dopasowania fazowego rozbije się wtedy na dwa człony:

$$\begin{aligned}\phi(\omega_s,\omega_i) = \frac{1}{2}\,\mathrm{sinc}\Big[(k_p(\omega_s+\omega_i) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i) - \frac{2\pi}{\Lambda}))\frac{L}{2}\Big] + \\ + \frac{1}{2}\,\mathrm{sinc}\Big[(k_p(\omega_s+\omega_i) - k_s(\omega_s) - k_i(\omega_i) + \frac{2\pi}{\Lambda}))\frac{L}{2}\Big]\end{aligned} \tag{2.29}$$

Kosztem dwukrotnie zmniejszonej efektywności procesu uzyskaliśmy w ten sposób dwie niezależne składowe dopasowania fazowego których maksima przesunięte są o $\pm\frac{2\pi}{\Lambda}$.

W przypadku kryształów wytwarzanych w laboratorium, zmiany współczynnika nieliniowości $\chi^{(2)}$ wzdłuż kryształu opisuje funkcja signum od harmonicznie zmieniającego się argumentu. Korzystając z jej rozwinięcia w szereg Fouriera, możemy zapisać [45]:

$$\chi^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)}\mathrm{sgn}(\sin(\frac{2\pi}{\Lambda}z)) = \chi_0^{(2)}\frac{4}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{(2k-1)}\sin(\frac{2\pi(2k-1)}{\Lambda}z)$$
$$= \chi_0^{(2)}\frac{2}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{(2k-1)i}(e^{\frac{i2\pi(2k-1)}{\Lambda}z} + e^{\frac{-i2\pi(2k-1)}{\Lambda}z}). \quad (2.30)$$

Porównując otrzymane wyrażenie z przykładem opisującym harmoniczną zależności współczynnika nieliniowości, łatwo zauważyć przez analogię z równaniami (2.27) oraz (2.29), iż w tym przypadku każdy ze składników szeregu będzie dawał osobny wkład do funkcji dopasowania fazowego z przesunięciem wektora falowego o $\pm\frac{2\pi(2k-1)}{\Lambda}$. Udział wyższych rzędów quasi-dopasowania fazowego będzie jednak coraz mniejszy zgodnie z malejącym współczynnikiem $\frac{1}{2k-1}$. W praktyce, poprzez odpowiednie dobranie centralnej długości fali lasera pompującego wykorzystuje się tylko jeden, pierwszy rząd quasi-dopasowania.

Metodę periodycznej inwersji domen można również wykorzystać w celu zwiększenia szerokości widmowej dopasowania fazowego. W tym celu okres inwersji domen w krysztale jest modulowany np. w sposób liniowy (ang. *chirped quasi phase matching* [44]), co umożliwia generację szerokopasmowych fotonów z fluorescencji parametrycznej, szczególnie przydatnych w metodach bazujących na widmowej spójność światła.

2.4 Fluorescencja parametryczna w falowodzie

W przeciwieństwie do kryształów objętościowych, struktura przestrzenna światła propagującego się w falowodzie ogranicza się do dyskretnego zbioru modów poprzecznych zadanych przez jego geometrię, gdzie mod oznacza pewien rozkład natężenia pola elektrycznego, który nie ulega zmianie w czasie propagacji. W ogólności, mody falowodu mogą posiadać niezerową polaryzację w obydwu kierunkach poprzecznych, jednak ze względu na dużą dwójłomność kryształu z którego są wykonane, determinującą warunek dopasowania fazowego, możemy założyć że dominujący wkład do procesów nieliniowych pochodził będzie jedynie od jednej ze składowych polaryzacyjnych. W takiej sytuacji, zarówno dla pola pompy, jak i obydwu fotonów z fluorescencji parametrycznej możemy wprowadzić zestawy ortonormalnych skalarnych funkcji modowych $\{u_p^{(k)}(x,y)\}$, $\{u_s^{(l)}(x,y)\}$ oraz $\{u_i^{(m)}(x,y)\}$, wraz z odpowiadającymi im stałymi propagacji $\{\beta_p^{(k)}(\omega_p)\}$, $\{\beta_s^{(l)}(\omega_s)\}$, $\{\beta_i^{(m)}(\omega_i)\}$, gdzie indeksy k,l,m, numerują poszczególne mody falowodu dla każdego z pól.

W równaniu (2.15) opisującym operator pola elektrycznego w pustej przestrzeni, dla uproszczenia pominięto przestrzenny stopień swobody niezbędny do opisu fluorescencji parametrycznej w falowodzie. Najwygodniejszym sposobem na włącznie go do analizy jest rozkład pola elektrycznego w bazie funkcji modowych falowodu. Operator pola dla fotonu sygnałowego i jałowego możemy wtedy zapisać jako [45]:

$$\hat{E}_\mu^{(+)}(\vec{r},t) = A\sum_l u_\mu^{(l)}(x,y)\int_0^\infty d\omega_\mu \hat{a}_\mu^{(l)}(\omega_\mu)e^{i(\beta_\mu^{(l)}(\omega_\mu)z - i\omega_\mu t)}, \quad \mu = s,i. \quad (2.31)$$

gdzie $\hat{a}^{(l)}(\omega)$ oznacza operator anihilacji modu poprzecznego l, zaś A jest stałą wynikającą z kwantowania o wymiarze amplitudy pola. Traktowane klasycznie pole wiązki pompującej opisane równaniem (2.20) również musimy zapisać z uwzględnieniem rozkładu na mody poprzeczne. Na potrzeby rozważań teoretycznych załóżmy, że pole pompy jest obecne w każdym dostępnym modzie tj:

$$E_p(z,t) = \sum_k A_k u_p^{(k)}(x,y)\int_0^\infty d\omega_p \alpha(\omega_p)e^{i(\beta^{(k)}(\omega_p)z - i\omega_p t)}, \quad (2.32)$$

gdzie A_k są współczynnikami rozkładu przestrzennego pompy w bazie modów własnych falowodu. Tak zdefiniowane pola możemy teraz wstawić do wyprowadzonego w równaniu (2.19) Hamiltonianu, w którym granice całkowania zostały rozszerzone do całej objętości falowodu tj:

$$\hat{H}_{\mathrm{WG}}(t) = \frac{\epsilon_0}{2}\chi^{(2)} \int_V dV \hat{E}_p^{(+)}(z,t)\hat{E}_s^{(-)}(z,t)\hat{E}_i^{(-)}(z,t) + h.c., \tag{2.33}$$

a następnie powtórzyć rachunek, którego metodologię przedstawiono w rozdziale 2.2.4. Stan końcowy z pominięciem składnika opisującego próżnię jest dany przez (por. 2.24):

$$|\psi_{\mathrm{WG}}\rangle = B\sum_{klm} S_{klm} \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_s d\omega_i \alpha(\omega_s+\omega_i)\phi_{klm}(\omega_s,\omega_i)\hat{a}^\dagger(\omega_s)\hat{b}^\dagger(\omega_i)\left|0\right\rangle, \tag{2.34}$$

gdzie B jest stałą proporcjonalną do długości falowodu oraz wykorzystywanego współczynnika nieliniowości kryształu, ϕ_{klm} jest funkcją dopasowania fazowego zależną od stałych propagacji modów

$$\phi_{klm}(\omega_s,\omega_i) = \mathrm{sinc}\Big[\big(\beta_p^{(k)}(\omega_s+\omega_i) - \beta_s^{(l)}(\omega_s) - \beta_i^{(m)}(\omega_i)\big)\frac{L}{2}\Big] = \mathrm{sinc}\Big[\Delta\beta_{klm}\frac{L}{2}\Big], \tag{2.35}$$

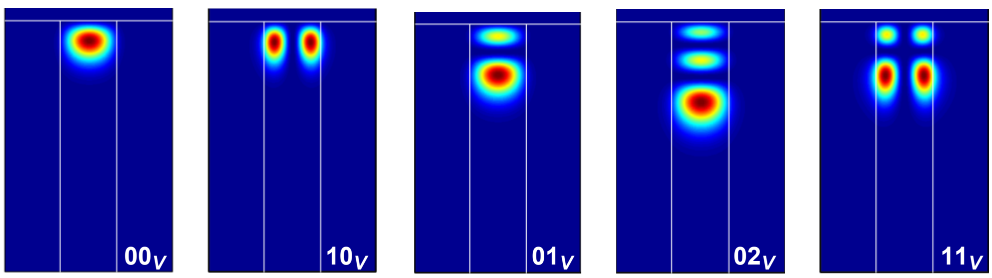
zaś stałe S_{klm} są wyznaczone przez całki określające podobieństwo modów oddziałujących pól:

$$S_{klm} = \int_0^\infty \int_0^\infty u_p^{(k)}(x,y)u_s^{(l)*}(x,y)u_i^{(m)*}(x,y)dxdy. \tag{2.36}$$

Z powyższych równań wynika, że w przypadku falowodu nieliniowego, wydajność fluorescencji parametrycznej zależy nie tylko od warunku dopasowania fazowego, ale również od konkretnej trójki modów poprzecznych, w których propagują się pola biorące udział w procesie. Co więcej od tej samej trójki modów zależy również sama funkcja dopasowania fazowego. Fakt ten wykorzystywany jest w używanym do dziś tzw. modowym dopasowaniu fazowym [46], a także stanowi podstawę opisanej w kolejnym podrozdziale metody selekcji wybranego procesu modowego. W praktyce eksperymentalnej wygodnie jest opisywać mod falowodu za pomocą dwóch liczb naturalnych ij opisujących liczbę węzłów modu w kierunku pionowym i poziomym wraz z indeksem opisujących jego polaryzację. Proces w którym wiązka pompująca propaguje się w modzie ij, zaś fotony sygnałowe i jałowe w modach odpowiednio kl oraz mn oznaczać będziemy jako:

$$ij_P \rightarrow kl_H + mn_V, \tag{2.37}$$

gdzie wiązkę pompującą oznaczono literą P zapisaną w indeksie dolnym.



Rys. 2.5: Przedstawione w [29] symulacje numeryczne funkcji modowych falowodu ilustrujące przyjętą w pracy konwencję oznaczeń.

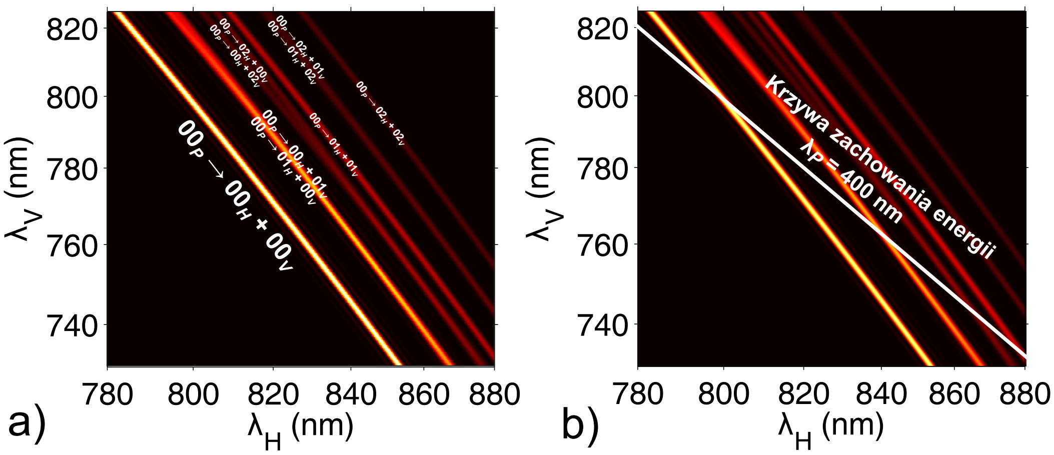
Ostatecznie warunek dopasowania fazowego w falowodzie, po uwzględnieniu członu wynikającego z periodycznej inwersji domen wygląda przy takich oznaczeniach następująco:

$$\beta^{ij}(\omega_p) = \beta^{kl}(\omega_s) + \beta^{mn}(\omega_i) + \frac{2\pi p}{\Lambda}, \qquad p = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \ldots \tag{2.38}$$

przy czym w interesującym nas obszarze widmowym znajduje się jedynie składnik funkcji dopasowania fazowego odpowiadający wartości $p = 1$.

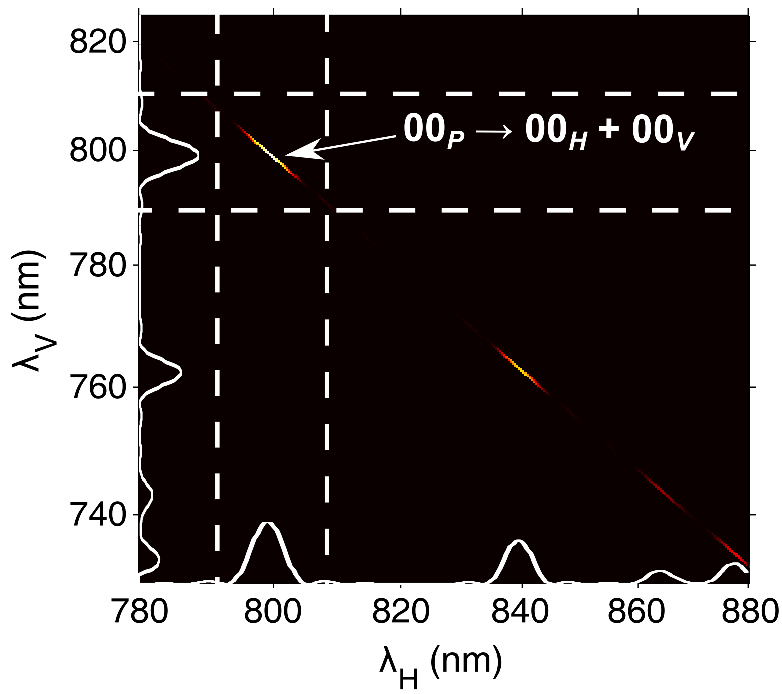
2.5 Selekcja wybranego procesu modowego

Chcąc wygenerować fotony nierozróżnialne przestrzennie musimy ograniczyć pracę źródła jedynie do procesu modowego $00_P \rightarrow 00_H + 00_V$ w którym zarówno wiązka pompująca jak i obywa fotony z parametrycznego podziału częstości propagują się w poprzecznych modach podstawowych falowodu. Zgodnie z równaniem (2.38), przy założeniu stałego okresu periodycznej inwersji domen nieliniowych, funkcja dopasowania fazowego zależy jedynie od związków dyspersyjnych trójki modów biorących udział w procesie. Jest to znaczące ułatwienie w porównaniu do kryształów objętościowych, gdzie przy badaniu dopasowania fazowego należy uwzględnić ciągły przestrzenny rozkład wiązek [47]. Funkcje dopasowania fazowego dla różnych procesów modowych otrzymane na podstawie symulacji przeprowadzonych w [29] dla wybranego w eksperymencie falowodu oraz wiązki pompującej wprzęgniętej w modzie 00_P przedstawiono na rysunku 2.6.



Rys. 2.6: Symulacje numeryczne funkcji dopasowania fazowego dla poszczególnych procesów modowych, gdy wiązka pompująca wprzęgnięta jest w modzie podstawowym falowodu (a). Krzywa zachowania energii dla centralnej długości fali pompy 400 nm oraz sztucznie zwiększonej szerokości widmowej na tle krzywych dopasowania fazowego (b). Na osiach odciętych i rzędnych długości fali fotonu sygnałowego i jałowego.

Dla każdego z procesów krzywe dopasowania fazowego są niesymetryczne ze względu na zamianę argumentów, a tym samym na mapie λ_H, λ_V ich nachylenie różni się od nachylenia krzywej zachowania energii, która w rozważanym obszarze widmowym może być przybliżona przez prostą biegnącą pod kątem 45° do każdej z osi. W konsekwencji łączne widmo fotonów powstające na przecięciu krzywych tworzy szereg obszarów, z których każdy związany jest z innym procesem modowym. Dla używanego w eksperymentach falowodu o długości 1 mm funkcje dopasowania fazowego dla poszczególnych procesów są na tyle wąskie widmowo, że obszary te są od siebie znacząco oddalone. Tym samym w celu selekcji pożądanego w



Rys. 2.7: Łączne widmo par fotonów generowanych w falowodzie wraz z rozkładami brzegowymi otrzymane za pomocą symulacji numerycznych. Przerywane linie oznaczają zakres spektralny wybierany przez filtr interferencyjny. Zaznaczono również obszar widmowy odpowiadający wybieranemu procesowi modowemu $00_P \rightarrow 00_H + 00_V$.

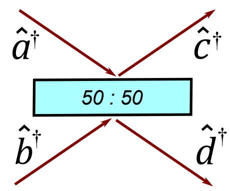
eksperymencie procesu $00_P \rightarrow 00_H + 00_V$, wystarczy umieścić szerokopasmowy filtr interferencyjny którego transmisja obejmie odpowiadający mu obszar spektralny. Procedurę tę zilustrowano na rysunku 2.7, gdzie wraz z łącznym widmem generowanych fotonów i jego rozkładami brzegowymi przedstawiono obszar widmowy wybierany przez filtr spektralny dzięki któremu odrzucane są wszystkie fotony generujące się w wyższych modach poprzecznych falowodu. Warto podkreślić, że w przedstawionej metodzie wprzęgnięcie wiązki pompującej w modzie podstawowym falowodu jest absolutnie kluczowe gdyż wstępnie ogranicza liczbę możliwych procesów modowych. Z tego względu zagadnienie to stanowiło bardzo ważny element pracy eksperymentalnej opisany w rozdziale 4.1.3.

Rozdział 3

Interferencja dwufotonowa

3.1 Efekt Hong-Ou-Mandela

Jedną z metod weryfikowania nierozróżnialności pojedynczych fotonów jest interferowanie ich na płytce światłodzielącej. Gdy w każdym z ramion wejściowych płytki umieścimy po jednym fotonie, ze względu na bozonowy charakter relacji komutacyjnych stowarzyszonych z nimi operatorów pola, zawsze opuszczą one płytkę jednym ramieniem wyjściowym. Stanie się tak jednak jedynie w przypadku gdy padające fotony będą nierozróżnialne ze względu na każdy stopień swobody. Efekt ten po raz pierwszy został doświadczalnie zaobserwowano w pracy [48] i od nazwisk autorów nazwany został efektem Hong-Ou-Mandela (HOM).



Rys. 3.1: Oznaczenie modów.

Chcąc ilościowo opisać wpływ nierozróżnialności widmowej na widzialności interferencji, musimy zapisać transformację modów realizowanych przez płytkę z uwzględnieniem różnych częstości padających fotonów. Dla płytki światłodzielącej o równym podziale amplitud wygląda ona następująco [49]:

$$\hat{a}^\dagger(\omega_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{c}^\dagger(\omega_1) + i\hat{d}^\dagger(\omega_1)), \tag{3.1}$$

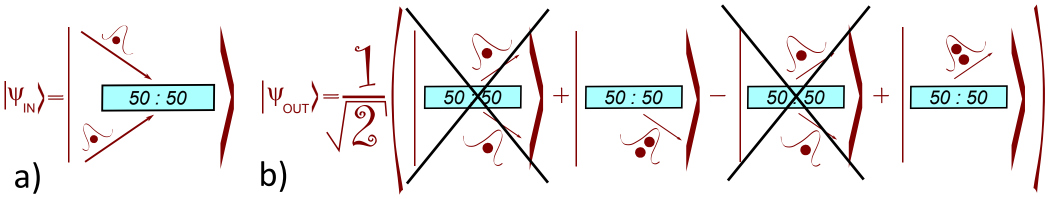
$$\hat{b}^\dagger(\omega_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(i\hat{c}^\dagger(\omega_2) + \hat{d}^\dagger(\omega_2)). \tag{3.2}$$

gdzie operatory $\hat{a}^\dagger$,$\hat{b}^\dagger$, $\hat{c}^\dagger$, $\hat{d}^\dagger$ są zależnymi od częstości operatorami kreacji fotonu w poszczególnych ramionach płytki zgodnie z oznaczeniami przyjętymi na rysunku 3.1. Gdy fotony z parametrycznego podziału częstości otrzymane w ramach jednej pary skierujemy do przeciwnych ramion wejściowych płytki, stan padający na płytkę z pominięciem składnika próżni możemy zapisać w następujący sposób (por. 2.24):

$$|\psi_{in}\rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 \Psi(\omega_1,\omega_2)\hat{a}^\dagger(\omega_1)\hat{b}^\dagger(\omega_2)\,|0\rangle\,. \tag{3.3}$$

Stosując do modów wejściowych $\hat{a}^\dagger$,$\hat{b}^\dagger$ transformację płytki opisaną równaniami (3.1), (3.2), otrzymujemy stan wyjściowy postaci:

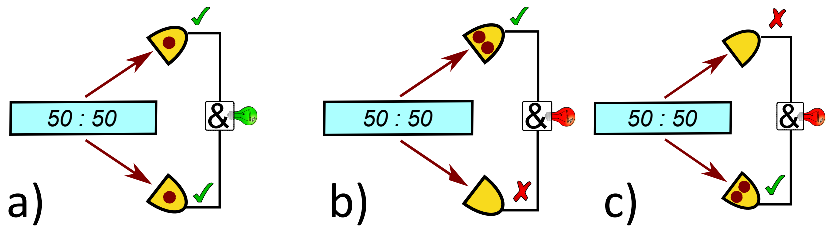
$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2}\int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 \Psi(\omega_1,\omega_2)\Big(i\hat{c}^\dagger(\omega_1)\hat{c}^\dagger(\omega_2) + i\hat{d}^\dagger(\omega_1)\hat{d}^\dagger(\omega_2) + \\ + \hat{c}^\dagger(\omega_1)\hat{d}^\dagger(\omega_2) - \hat{c}^\dagger(\omega_2)\hat{d}^\dagger(\omega_1)\Big)\,|0\rangle\,. \tag{3.4}$$



Rys. 3.2: Zjawisko HOM w przypadku jednomodowym. Dwa nierozróżnialne fotony padają z przeciwnych stron na płytkę światłodzielącą o równym podziale amplitud (a). Amplitudy prawdopodobieństwa odpowiadające procesom, w którym każdy z fotonów opuszcza płytkę inną drogą mają przeciwne znaki. W efekcie fotony opuszczają płytkę parami (b).

Wyobraźmy sobie następnie, że w obydwu ramionach wyjściowych płytki umieszczamy detektory pojedynczych fotonów, a następnie badamy łączenie się fotonów na płytce obserwując koincydencje między zliczeniami (patrz rysunek 3.3). W takiej sytuacji prawdopodobieństwo koincydencji między zliczeniami przy założeniu idealnej wydajności kwantowej detektorów dla każdej częstości wynosi [39]:

$$p_c = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_3 d\omega_4 |\left\langle 0\right| \hat{d}(\omega_3)\hat{c}(\omega_4) \left|\psi_{out}\right\rangle|^2. \tag{3.5}$$



Rys. 3.3: Fotony opuszczają płytkę różnymi drogami, umożliwiając zarejestrowanie koincydencji zliczeń (a). Fotony opuszczają płytkę tą samą drogą, zarejestrowanie koincydencji zliczeń jest niemożliwe (b,c).

Wstawmy teraz stan opisany w równaniu (3.4), do (3.5), pomijając składniki superpozycji, w których jakikolwiek z operatorów kreacji występuje dwukrotnie, gdyż opisują one fotony opuszczające płytkę w parach, nie dające wkładu do ostatecznego prawdopodobieństwa koincydencji:

$$p_c = \frac{1}{4}\int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 d\omega_4 |\left\langle 0\right| \Big(\hat{d}(\omega_4)\hat{c}(\omega_3)\hat{c}^\dagger(\omega_1)\hat{d}^\dagger(\omega_2) + \\ - \hat{d}(\omega_4)\hat{c}(\omega_3)\hat{c}^\dagger(\omega_2)\hat{d}^\dagger(\omega_1)\Big)\Psi(\omega_1,\omega_2)\left|0\right\rangle|^2. \tag{3.6}$$

Po skorzystaniu z reguł komutacyjnych (2.16), otrzymujemy:

$$p_c = \frac{1}{4}\int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 |\Psi(\omega_1,\omega_2) - \Psi(\omega_2,\omega_1)|^2. \tag{3.7}$$

W ostatnim kroku zakładamy normalizację łącznego widma pary fotonów oraz przywołujemy znaną tożsamość dla liczb zespolonych $z + z^* = 2\mathrm{Re}(z)$:

$$p_c = \frac{1}{2}(1 - \mathrm{Re}(V)), \tag{3.8}$$

gdzie V jest całką, której wartość uzależniona jest od symetrii łącznego widma pary ze względu na zamianę argumentu:

$$V = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 \Psi(\omega_1,\omega_2)\Psi^*(\omega_2,\omega_1). \tag{3.9}$$

Zauważmy, że gdy funkcja $\Psi(\omega_1,\omega_2)$ jest całkowicie symetryczna tj. spełnia warunek: $\Psi(\omega_1,\omega_2) = \Psi(\omega_2,\omega_1)$, to stała V wynosi 1, a prawdopodobieństwo koincydencji wynosi dokładnie zero. Symetria funkcji falowej ze względu na zamianę argumentów jest też świadectwem widmowej nierozróżnialności par fotonów, która w sposób krytyczny wpływa na ich zdolność do interferencji, czyli w tej konkretnej sytuacji, zdolność łączenia się na płytce.

3.1.1 Rozróżnialność czasowa

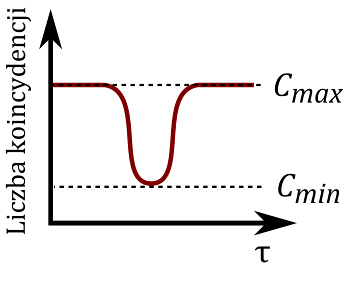
Zastanówmy się, co stanie się z prawdopodobieństwem koincydencji, gdy jeden z fotonów opóźnimy w czasie względem drugiego. Jeśli pozwolimy pierwszemu fotonowi wewnątrz pary na ewolucję swobodną przez czas τ, to w obrazie Schrödingera funkcja falowa zostanie pomnożona przez czynnik fazowy $e^{i\omega_1\tau}$, dając w rezultacie:

$$\Psi(\omega_1,\omega_2) \rightarrow \Psi(\omega_1,\omega_2)e^{i\omega_1\tau} \tag{3.10}$$

Prawdopodobieństwo koincydencji dla takiej postaci funkcji łącznego widma policzymy korzystając z równania (3.8):

$$p_c = \frac{1}{2}\Big(1 + \mathrm{Re}\big(\int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 e^{i(\omega_1-\omega_2)\tau}\Psi(\omega_1,\omega_2)\Psi^*(\omega_2,\omega_1)\big)\Big). \tag{3.11}$$

Gdy przesunięcie czasowe τ staje się duże, fotony przestają być nierozróżnialne czasowo, a szybko oscylujący czynnik fazowy sprawia, że wartość całki zbliża się do zera. Dla bardzo dużych przesunięć czasowych prawdopodobieństwo koincydencji wynosi więc $\frac{1}{2}$. Oznacza to, że odróżnialne fotony nie interferują ze sobą, w połowie przypadków opuszczając płytkę różnymi ramionami płytki, a w połowie przypadków tym samym. Kiedy jednak przesunięcie czasowe τ zbliża się do zera wracamy do przypadku opisanego na końcu poprzedniego podrozdziału, w którym dla fotonów nierozróżnialnych liczba koincydencji spada do zera. Zmieniając przesunięcie czasowe między fotonami wewnątrz pary (np. poprzez przemieszczenie płytki światłodzielącej w pionie) oraz odkładając na osi rzędnych liczbę rejestrowanych koincydencji, otrzymamy więc charakterystyczny dołek (ang. *HOM dip*). Widzialność tak otrzymanego dołka zdefiniowana jest jako:



Rys. 3.4: Typowy dołek HOM.

$$\mathcal{V} = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max}} = \frac{p_c(\tau \rightarrow \infty) - p_c(\tau = 0)}{p_c(\tau \rightarrow \infty)} = \frac{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}(1 - \mathrm{Re}(V))}{\frac{1}{2}} = \mathrm{Re}(V), \tag{3.12}$$

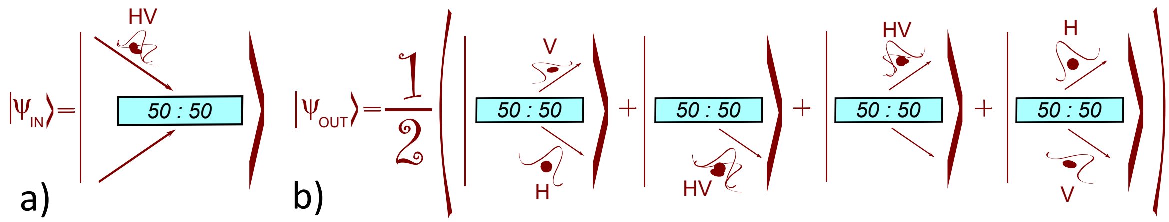
gdzie C_{max},C_{min}, oznaczają odpowiednio maksymalną i minimalną liczbę koincydencji zgodnie z oznaczeniami na rysunku 3.4. Z powyższego równania wynika, że pomiar widzialności dołka odpowiada pomiarowi symetrii łącznego widma, a tym samym nierozróżnialności widmowej interferowanych fotonów.

Choć przedstawione tu wyprowadzenie dotyczy jedynie spektralnego stopnia swobody, widzialność dołka w sposób analogiczny stanowi bezpośrednią miarę nierozróżnialności przestrzennej fotonów. Dzięki temu pomiary interferencji dwufotonowej w układzie Hong-Ou-Mandela umożliwiają weryfikację modowych właściwości światła generowanego w falowodzie nieliniowym.

3.2 Splątanie polaryzacyjne

3.2.1 Przypadek jednomodowy

Kolejną metodą użytą do weryfikacji nierozróżnialności par wytwarzanych przez falowodowe źródło była generacja i pomiar postselekcjonowanego splątania polaryzacyjnego. W tym schemacie dwa prostopadle spolaryzowane fotony padają na płytkę światłodzielącą o równym podziale amplitud. Gdy fotony są całkowicie nierozróżnialne ze względu na inne stopnie swobody, możliwe są w ogólności cztery sytuacje wyjściowe o równych amplitudach prawdopodobieństwa przedstawione na rysunku 3.5.

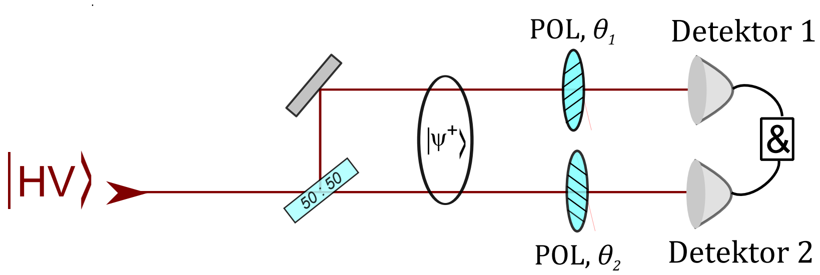


Rys. 3.5: Prostopadle spolaryzowane fotony padają na płytkę światłodzielącą o równym podziale amplitud (a). Możliwe drogi fotonów za płytką światłodzielącą (b).

W każdym z ramion wyjściowych płytki umieszczamy następnie detektor pojedynczych fotonów, rejestrując jedynie koincydencje między ich zliczeniami. W ten sposób ograniczamy się jedynie do przypadków w których fotony opuściły płytkę różnymi ramionami (na rysunku 3.5 odpowiada to zaniedbaniu drugiego i trzeciego składnika superpozycji w stanie wyjściowym). Taka metoda wybierania jedynie określonych scenariuszy w eksperymencie nazywana jest postselekcją zaś stan końcowy który w ten sposób otrzymujemy to tzw. postselekcjonowany stan splątany zaproponowany po raz pierwszy w pracy [50]:

$$\left|\Psi^+\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + |VH\rangle), \tag{3.13}$$

gdzie pierwsza litera w kecie oznacza polaryzację fotonu znajdującego się w górnym ramieniu płytki zaś druga litera polaryzację fotonu znajdującego się w dolnym ramieniu płytki (H - polaryzacja pozioma, V - polaryzacja pionowa).



Rys. 3.6: Schemat układu do detekcji splątania polaryzacyjnego między fotonami w wyjściowych wiązkach płytki światłodzielącej.

Aby zweryfikować obecność splątania w układzie, w każdym z ramion wyjściowych płytki należy umieścić polaryzator obrócony odpowiednio o kąt θ_1 oraz θ_2, a za nim detektor, zgodnie ze schematem zamieszczonym na rysunku 3.6. Stan na który rzutujemy wstawiając polaryzator obrócony o kąt θ możemy zapisać jako:

$$|\theta\rangle = \cos\theta\,|H\rangle + \sin\theta\,|V\rangle \tag{3.14}$$

prawdopodobieństwo koincydencji zliczeń między detektorami zależne od kątów θ wynosi:

$$p_1(\theta_1,\theta_2) = |\big(\langle\theta_1|\otimes\langle\theta_2|\big)\,\big|\Psi^+\big\rangle|^2 = \frac{1}{2}\sin^2(\theta_1+\theta_2). \tag{3.15}$$

Oznacza to, że dla dowolnego ustawienia pierwszego polaryzatora, podczas obracania polaryzatorem drugim, liczba koincydencji będzie oscylować tworząc obraz podobny do prążków interferencyjnych. Co równie ważne, dla każdego z ustawień pierwszego polaryzatora widzialność tak otrzymanych prążków będzie stuprocentowa.

Gdy fotony padające na płytkę są całkowicie rozróżnialne to stan wyjściowy za płytką można opisywać macierzą gęstości następującej postaci:

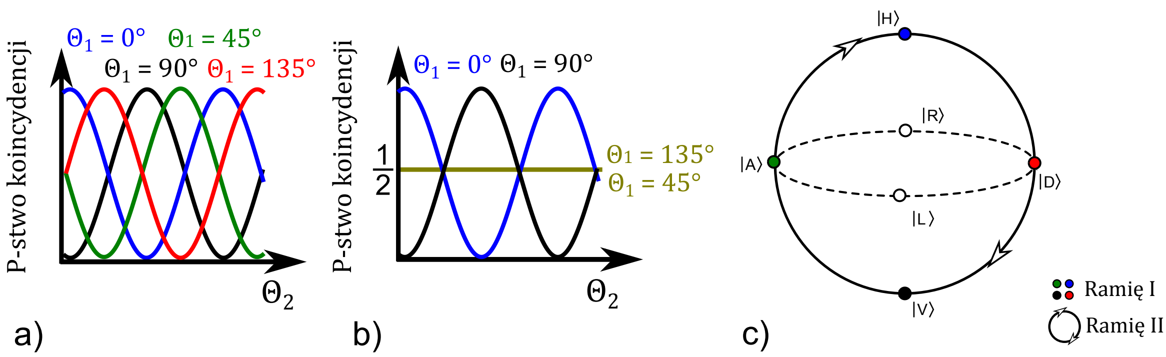
$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(|HV\rangle\langle HV| + |VH\rangle\langle VH|). \tag{3.16}$$

W takiej sytuacji prawdopodobieństwo zarejestrowania koincydencji zliczeń w schemacie z rysunku 3.6, dane jest wyrażeniem:

$$p_2(\theta_1,\theta_2) = \mathrm{Tr}(\hat{\rho}\,|\theta_1\rangle\otimes|\theta_2\rangle\langle\theta_1|\otimes\langle\theta_2|) = \frac{1}{4}(1-\cos 2\theta_1\cos 2\theta_2). \tag{3.17}$$

Zauważmy, że dla ustawień pierwszego polaryzatora $\theta_1 = 0°$ lub $\theta_1 = 90°$, znów otrzymujemy oscylacje prawdopodobieństwa koincydencji zliczeń podczas obracania polaryzatorem drugim. Jest to przypadek zupełnie analogiczny do sytuacji gdy stan wyjściowy jest stanem splątanym $|\Psi^+\rangle$, a tym samym wykonując pomiary w tej bazie nie jesteśmy w stanie odróżnić czy mamy do czynienia ze stanem splątanym czy z mieszaniną statystyczną.

Gdy jednak polaryzator pierwszy rzutuje na ukośny stan polaryzacji tj. $\theta_1 = 45°$ lub $\theta_1 = 135°$ oscylacje znikają całkowicie, zaś prawdopodobieństwo koincydencji zliczeń przyjmuje stałą wartość równą $\frac{1}{2}$. Schematycznie różnice te przedstawiono na rysunku 3.7.



Rys. 3.7: (a) Dla fotonów nierozróżnialnych oscylacje prawdopodobieństwa koincydencji występują dla każdej wartości θ_1. (b) Dla fotonów rozróżnialnych zanikają oscylacje dla wybieranych w pierwszym ramieniu polaryzacji ukośnych. (c) Wykonywane skany polaryzacji przedstawione w obrazie sfery Blocha.

Zaobserwowanie prążków dla bazy ukośnej świadczy więc o obecności splątania polaryzacyjnego miedzy fotonami. Dodatkowo widzialność tak otrzymanych prążków wynika bezpośrednio ze stopnia nierozróżnialności fotonów padających na płytkę, co pokazane zostanie w następnym podrozdziale.

3.2.2 Przypadek wielomodowy

W rzeczywistym eksperymencie fotony padające na płytkę są opisane stanem $|\Psi_{\mathrm{IN}}\rangle$ pochodzącym z parametrycznego podziału częstości (3.3). Korzystając z transformacji płytki światłodzielącej (3.1), (3.2) stan za płytką po uwzględnieniu postselekcji możemy wtedy zapisać jako:

$$|\Psi_{\mathrm{OUT}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\int d\omega_1 \int d\omega_2 \hat{c}_H^\dagger(\omega_1)\hat{d}_V^\dagger(\omega_2)\Psi(\omega_1,\omega_2)\,|0\rangle + \\ + \int d\omega_1 \int d\omega_2 \hat{c}_V^\dagger(\omega_2)\hat{d}_H^\dagger(\omega_1)\Psi(\omega_2,\omega_1)\,|0\rangle\Big). \quad (3.18)$$

gdzie przyjęte oznaczenia modów pokazane są na rysunku 3.1, zaś do oznaczenia stanu polaryzacji użyto indeksów H, V.

Zakładając, że prawdopodobieństwo detekcji fotonu nie zależy od jego częstości, równanie (3.5) w przypadku wielomodowym przyjmuje postać niespójnej sumy prawdopodobieństw:

$$p_3(\theta_1,\theta_2) = \int d\omega_1 \int d\omega_2 \Big|\,\langle\theta_1,\omega_1;\theta_2,\omega_2|\,|\Psi\rangle\,\Big|^2, \quad (3.19)$$

gdzie $|\theta,\omega\rangle$ to stan o ustalonej częstości i polaryzacji tj:

$$|\theta,\omega\rangle = \hat{a}_\theta^\dagger(\omega)\,|0\rangle = \Big(\hat{a}_H^\dagger(\omega)\cos\theta + \hat{a}_V^\dagger(\omega)\sin\theta\Big)\,|0\rangle \quad (3.20)$$

Wstawiając stan z równania (3.18) do (3.19), po dość uciążliwym rachunku otrzymujemy:

$$p_3(\theta_1,\theta_2) = \frac{1}{4}(1 - \cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2 + \mathrm{Re}(V)\sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2), \quad (3.21)$$

gdzie V jest wielokrotnie wspominaną we wcześniejszych częściach rozdziału całką:

$$V = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_1 d\omega_2 \Psi(\omega_1,\omega_2)\Psi^*(\omega_2,\omega_1). \quad (3.22)$$

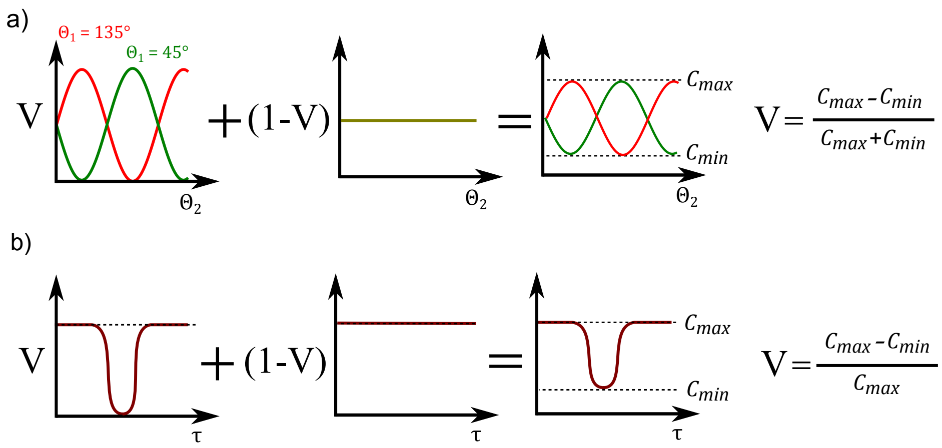
Równanie (3.21) jest uogólnieniem sytuacji opisanej w poprzednim podrozdziale na fotony będące w superpozycji wielu modów spektralnych. Dla przypadku fotonów całkowicie nierozróżnialnych ($V = 1$), bądź całkowicie rozróżnialnych ($V = 0$) sprowadza się ono odpowiednio do równań (3.15) lub (3.17). Zauważmy, że podobnie jak w przypadku interferencji Hong-Ou-Mandela, stopień nierozróżnialności możemy otrzymać z widzialności prążków koincydencji którą w tym wypadku definiuje się jako:

$$\mathcal{V} = \frac{C_{max} - C_{min}}{C_{max} + C_{min}} = \frac{p(45°,45°) - p(45°,135°)}{p(45°,45°) + p(45°,135°)} = \\ = \frac{\frac{1}{4}(1 + \mathrm{Re}(V)) - \frac{1}{4}(1 - \mathrm{Re}(V))}{\frac{1}{4}(1 + \mathrm{Re}(V)) + \frac{1}{4}(1 - \mathrm{Re}(V))} = \mathrm{Re}(V), \quad (3.23)$$

gdzie C_{max}, C_{min} oznaczają maksymalną i minimalną liczbę koincydencji mierzonych dla wybieranej w pierwszym ramieniu polaryzacji ukośnej. Warto podkreślić, że jest to dokładnie ta sama wartość, która przedstawiana była jako widzialność dołka HOM.

3.3 Widzialność interferencji dwufotonowej

Wynikom otrzymanym w poprzednim podrozdziale nadać można intuicyjną interpretację związaną z charakteryzacją źródła par fotonów. Załóżmy, że źródło to generuje zarówno pary rozróżnialne jak i nierozróżnialne, przy czym pary nierozróżnialne powstają z prawdopodobieństwem V zaś nierozróżnialne z prawdopodobieństwem $1 - \mathrm{V}$. Każdemu z tych przypadków odpowiada inna krzywa skanu polaryzacyjnego dla baz ukośnych oraz inny rezultat eksperymentu Hong-Ou-Mandela. Po uwzględnieniu odpowiednich wag zostało to przedstawione na rysunku 3.8.



Rys. 3.8: Wkład do prawdopodobieństwa koincydencji od fotonów nierozróżnialnych i rozróżnialnych w eksperymencie z generacją splątania polaryzacyjnego (a) oraz w eksperymencie Hong-Ou-Mandela (b).

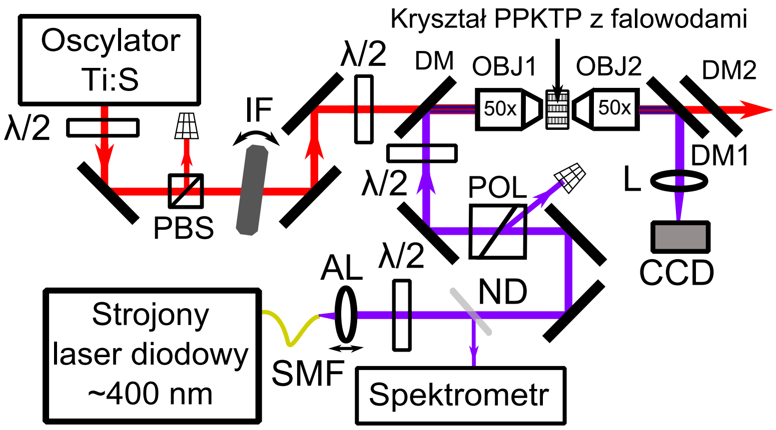
W obydwu eksperymentach prawdopodobieństwo V możemy odtworzyć z wyników doświadczalnych licząc odpowiednio zdefiniowane widzialności interferencji. Oznacza to, że w każdym ze schematów wartość $\mathcal{V}$ oznacza prawdopodobieństwo generacji w źródle pary nierozróżnialnej, co dodatkowo ilustruje teoretyczną równoważność eksperymentów opisanych w tym rozdziale.

Rozdział 4

Układ doświadczalny

4.1 Generacja par

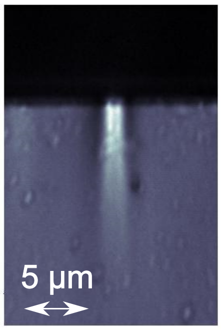
Najważniejszą częścią pracy była konstrukcja układu doświadczalnego generującego pary fotonów o pożądanych właściwościach widmowych i przestrzennych, a następnie ich weryfikacja przy użyciu opisanych w poprzednim rozdziale eksperymentów związanych z interferencją dwufotonową. Z tego powodu, układ doświadczalny w naturalny sposób podzielony był na dwie części. Schemat pierwszej z nich został przedstawiony na rysunku 4.1, zaś jego omówienie znajduje się w kolejnych podrozdziałach.



Rys. 4.1: Schemat części układu doświadczalnego odpowiedzialnej za generację par: OBJ1 – obiektyw mikroskopowy wprzęgający, OBJ2 – obiektyw mikroskopowy wyprzęgający, IF – filtr interferencyjny, $\lambda/2$ – płytka półfalowa, SMF – światłowód jednomodowy, POL – polaryzator Glan–Taylor, DM – lustro dichroiczne, PBS – kostka rozdzielająca polaryzacje, L – soczewka, AL – soczewka asferyczna, ND – filtr szary.

4.1.1 Próbka

W doświadczeniu użyto komercyjnie dostępnego (AdvR, USA) kryształu $KTiOPO_4$ z periodyczną inwersją domen nieliniowych (PPKTP), na którego powierzchni metodą dyfuzji jonów wytworzono szereg prostopadłościennych obszarów o podwyższonym współczynniku załamania nazywanych falowodami. Przy budowie źródła pojedynczych fotonów zdecydowano się na jeden wybrany falowód, którego dopasowanie fazowe zostało precyzyjnie zmierzone w pracy [24]. Szerokość wybranego falowodu według danych producenta wynosiła 2 μm. Okres periodycznej inwersji domen był dobrany tak, aby umożliwić efektywną konwersję światła z 400 do 800 nm w konfiguracji współliniowej i wynosił $\Lambda = 7{,}5$ μm.



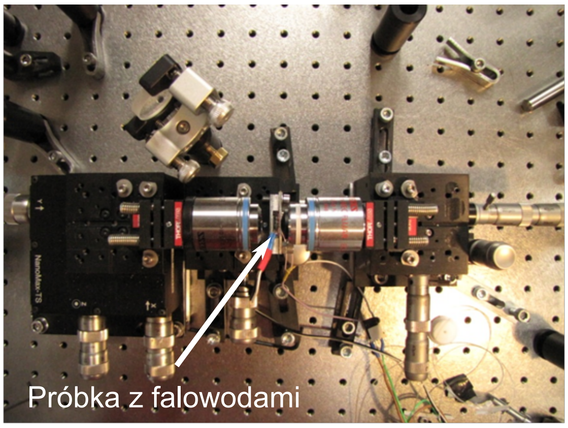
Rys. 4.2: Wybrany falowód oświetlony światłem białym.

4.1.2 Źródła światła laserowego i przygotowanie wiązek

W układzie doświadczalnym wykorzystywano dwie wiązki laserowe. Jedna z nich była używana jako wiązka pompująca, zaś druga jako wiązka pomocnicza, która umożliwiała ustawienie dalszych części układu dedykowanych do pomiarów związanych z pojedynczymi fotonami. Wiązka pomocnicza używana była także do wytwarzania w falowodzie drugiej harmonicznej co opisano w dalszych częściach pracy. Źródłem wiązki pomocniczej był szerokopasmowy oscylator tytanowo-szafirowy MaiTai (Spectra-Physics, USA) o długości impulsów poniżej 100 fs oraz częstotliwości repetycji 80 MHz $\pm$ 1 MHz. Oscylator dopuszczał strojenie w zakresie $690 - 1040$ nm, jednak korzystano jedynie z ustawień bliskich długości fali 800 nm. Po przejściu przez dzielnik mocy składający się z płytki półfalowej i polaryzatora, wiązka oscylatora padała na filtr interferencyjny IF o szerokości widmowej 0,5 nm i centralnej długości fali 815 nm. Filtr ten umieszczony był na precyzyjnym stoliku obrotowym umożliwiającym dokładne strojenie centralnej długości fali filtra. Żródłem wiązki pompującej był wąskopasmowy ($\Delta\lambda$ <0.001 nm) laser diodowy pracy ciągłej firmy Toptica strojony w niewielkim zakresie wokół centralnej długości fali 400 nm. Po wyprzęgnięciu ze światłowodu jednomodowego wiązka z lasera pompującego była kolimowana przy użyciu soczewki asferycznej o ogniskowej 15 mm, umieszczonej w uchwycie umożliwiającym ruch soczewki wzdłuż osi równoległej do kierunku wiązki. Dzięki temu możliwe była delikatne modyfikowanie średnicy wiązki padającej OBJ1, co pozwalało na dokładniejsze dostosowanie średnicy modu wprzęganego do falowodu.

4.1.3 Procedura wprzęgania i wyprzęgania wiązek z próbki

Za wprzęganie i wyprzęganie wiązek z falowodu odpowiedzialne były dwa obiektywy mikroskopowe OBJ1 oraz OBJ2, firmy Zeiss o powiększeniu 50× oraz aperturze numerycznej 0,55 dla obiektywu wprzęgającego i 0,8 dla obiektywu wyprzęgającego. Obydwa przeznaczone były do ogniskowania wiązek skolimowanych. Zarówno próbka z falowodami, jak i dwa obiektywy umieszczone zostały na stolikach przesuwnych XYZ. Podstawka falowodu wyposażona była w czujnik temperatury PT-100 oraz ogniwo Peltiera, obydwa obsługiwane przez zewnętrzny kontroler PID. W doświadczeniach pracowano przy temperaturze próbki $19 \pm 0.1°$C. Lustro dichroiczne DM umożliwiało swobodne korzystanie z obydwu wiązek opisanych w poprzednim podrozdziale. Ze względu na aberrację chromatyczną każda z wiązek wymagała jednak nieco innego ustawienia obiektywu OBJ1 wzdłuż osi Z. Soczewka L o ogniskowej 200 mm ogniskowała skolimowaną wiązkę wychodzącą z obiektywu OBJ2 i odbijaną od lustra dichroicznego DM1. Lustro to razem z lustrem DM2 było dodatkowo odpowiedzialne za odseparowanie wiązki pompy od fotonów z fluorescencji parametrycznej. Matryca kamery CCD była na tyle czuła, że możliwa była także obserwacja resztkowego odbicia podczerwonej wiązki pomocniczej. Umożliwiało to ciągłą obserwację rozkładu natężenia wprzęgniętego do próbki modu na kamerze CCD niezależnie od używanej wiązki.



Rys. 4.3: Zdjęcie próbki umieszczonej pomiędzy dwoma obiektywami mikroskopowymi.

Precyzyjne wprzęgnięcie wiązek do falowodu było zadaniem żmudnym i wymagało precyzyjnego ustawienia wszystkich elementów części falowodowej układu. Wypracowana po pewnym czasie procedura wyglądała następująco:

I. Zaczęto od precyzyjnego ustawienia pomocniczej wiązki podczerwonej z oscylatora femtosekundowego, korzystając z otworów w stole optycznym oraz przymiaru wysokości.

II. Na stoliku przesuwnym XYZ w miejsce obiektywu OBJ1 umieszczano niewielką dziurkę, a następnie obserwowano na kamerze umieszczonej za dziurką przesuniecie obrazu dyfrakcyjnego przy przejściu stolika przez cały zakres kierunku Z. Pozycję stolika dobierano tak by przesunięcie obrazu było niezauważalne. W ten sam sposób ustawiano drugi stolik XYZ dla obiektywu OBJ2 zachowując jednocześnie odpowiednią odległość między stolikami.

III. Do gwintowanych uchwytów kinetycznych trzymających odpowiednio pierwszy i drugi obiektyw przykładano kolejno matówkę, aby ustawić płaszczyznę uchwytów prostopadle do wiązki patrząc na jej odbicie.

IV. Mierzono na kamerze położenie wiązki, a następnie wkręcano obiektyw w uchwyt oraz regulowano położenie stolika z obiektywem, tak aby położenie skupionej już wiązki nie uległa zmianie.

V. W kolejnym kroku umieszczano stolik przesuwny z próbką, tak aby znajdowała się w ognisku obiektywu, a następnie znów wykręcano obiektyw OBJ1, aby podobnie jak w punkcie III zapewnić za pomocą odbicia prostopadłość próbki do wiązki.

VI. Obiektyw wkręcano po raz ostatni i oświetlano próbkę ze strony przeciwnej do obiektywu niewielką latarką. Pozycję próbki w kierunkach X-Y ustalano następnie w ten sposób żeby przed obiektywem w połowie wysokości oświetlonego obszaru widoczna była granica kryształ-powietrze. Jej ostrość świadczyła z kolei o właściwym położeniu próbki w kierunku Z.

VII. Następnie wkręcano obiektyw OBJ2 i oświetlano próbkę światłem latarki przechodzącym przez OBJ1. Właściwą pozycję obiektywu OBJ2 dobierano w ten sposób aby tak jak w poprzednim punkcie granica kryształ-powietrze była dobrze widoczna na soczewce L.

Na tym etapie pozycja XY obiektywów nie była już modyfikowana do końca eksperymentu. Ostateczne justowanie części falowodowej przebiegało przy użyciu obrazu widzianego na kamerze CCD i ograniczało się do znalezienia odpowiedniej pozycji Z obiektywu OBJ1 oraz odpowiedniej pozycji XY próbki.

4.1.4 Wydajność wprzęgania wiązki do falowodu

Typowo w eksperymentach z pojedynczymi fotonami używano wiązki pompującej o mocy $50 - 70\ \mu$W. Moc wiązki regulowano obracając płytkę półfalową umieszczoną przed polaryzatorem POL1. Jej polaryzację dostosowywano do polaryzacji pomocniczo wytwarzanej drugiej harmonicznej (por. 5.1) za pomocą płytki półfalowej umieszczonej za polaryzatorem. W całym torze wiązki niebieskiej używano jedynie luster dielektrycznych. Wydajność wprzęgania pompy do falowodu zdefiniowana jako stosunek mocy wiązki wewnątrz próbki do mocy wiązki za obiektywem OBJ1 wynosiła 50-60%. Dla poprawnie ustawionego wprzęgania najwygodniejszy do szybkiego zmierzenia stosunek mocy wiązki za obiektywem OBJ2 do mocy wiązki przed OBJ1 wynosił 30-35%.

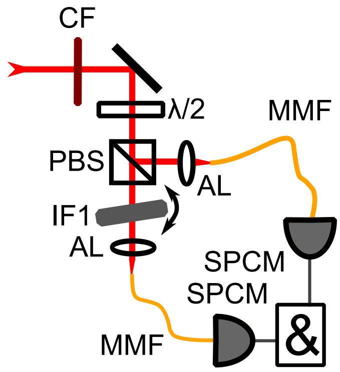
4.2 Pomiary rozkładów brzegowych łącznego widma par

Schemat układu, którego zadaniem był pomiar rozkładów brzegowych łącznego widma par fotonów $|\Psi(\omega_s,\omega_i)|^2$, nazywanych też w pracy widmami pojedynczych fotonów pokazano na rysunku 4.4. W układzie tym po przejściu przez filtr barwny o długości fali odcięcia 660 nm, ortogonalnie spolaryzowane fotony separowane były na kostce rozdzielającej polaryzacje, a następnie jeden z nich przechodził przez wąskopasmowy filtr interferencyjny umieszczony na precyzyjnym stoliku obrotowym. W kolejnym etapie obydwa fotony wprzęgane były za pomocą soczewek asferycznych o ogniskowej 11 mm do światłowodów wielomodowych. Na końcu każdego ze światłowodów umieszczono detektory pojedynczych fotonów dedykowane do bliskiej podczerwieni (Perkin Elmer SPCM-AQRH-14-FC). Szerokość połówkowa filtra IF1 wg danych producenta wynosiła 0,7 nm, zaś jego kalibracja została opisana w dalszej części pracy. W czasie pomiaru skanowano pozycję filtra IF1 i rejestrowano liczbę koincydencji pomiędzy zliczeniami. Następnie obracając płytkę półfalową o 45° zamieniano rolami fotony przechodzące przez filtr i wprzęgane do światłowodu bezpośrednio oraz powtarzano skan.

4.3 Układy do pomiarów interferencji dwufotonowej

W obydwu układach dedykowanych do pomiarów widzialności interferencji dwufotonowej do wprowadzania, bądź kompensacji czasowego opóźnienia między prostopadle spolaryzowanymi fotonami używano kompensatora Babineta-Soleila, składającego się z kalcytowej kostki o wymiarach poprzecznych 8×8 mm oraz klinów o wymiarach 8×40 mm z osią optyczną skierowaną prostopadle do osi kostki. Schemat działania kompensatora przedstawiono na rysunku 4.5.

Opóźnienie czasowe wprowadzane przez ośrodek dwójłomny wynosi $\Delta t = s \cdot (\frac{1}{v_o} - \frac{1}{v_e})$, gdzie s to długość ośrodka w kierunku propagacji zaś v_0 i v_e to prędkości grupowe dla promienia



Rys. 4.4: Schemat układu do pomiarów widm pojedynczych fotonów. CF – filtr barwny, $\lambda/2$ – płytka półfalowa, PBS – kostka rozdzielająca polaryzacje, MMF – światłowód wielomodowy, SPCM – detektor pojedynczych fotonów.

Rys. 4.5: Kliny ustawione w pozycji neutralnej (a). Kliny kompensujące rozróżnialność czasową fotonów wynikającą z dwójłomności kryształu nieliniowego (b).

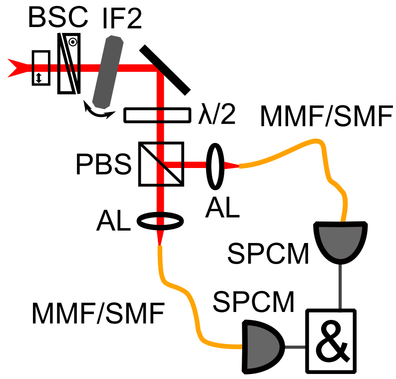
zwyczajnego i nadzwyczajnego. Odwrotność prędkości grupowej związana jest ze współczynnikiem załamania oraz dyspersją ośrodka następującą zależnością:

$$\frac{1}{v_\mu(\lambda)} = \frac{n_\mu(\lambda)}{c} - \frac{\lambda}{c}\frac{dn_\mu(\lambda)}{d\lambda}, \qquad \mu = o, e, \tag{4.1}$$

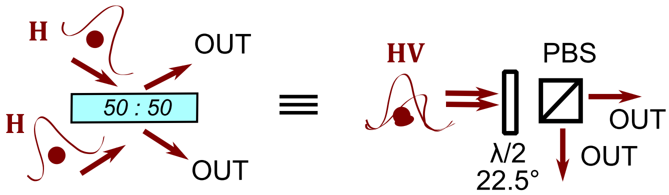
gdzie λ to długość fali w próżni, $n_\mu(\lambda)$ to współczynnik załamania promienia zwyczajnego, bądź nadzwyczajnego dla tej długości fali, zaś c to prędkość światła w próżni. Wyliczone na podstawie danych tablicowych przesunięcie czasowe wprowadzane przez kompensator wynosiło $\Delta t = 0{,}12$ ps na milimetr przesuwu. Neutralną pozycję kompensatora wyznaczono przy użyciu szerokopasmowego oscylatora femtosekundowego, patrząc na zanik prążków interferencji spektralnej generowanych przez impuls z wiązki oscylatora femtosekundowego spolaryzowany liniowo pod kątem 45° do osi głównych kompensatora. Kątową pozycję poszczególnych elementów kompensatora dobierano tak, aby przechodząca przez niego wiązka dla obydwu prostopadłych polaryzacji padała na ten sam obszar matrycy kamery CCD umieszczonej pomocniczo ok. 60 cm za kompensatorem.

4.3.1 Polaryzacyjna realizacja eksperymentu Hong-Ou-Mandela

Schemat eksperymentu przedstawiony w rozdziale 3.1, w którym obydwa fotony o takich samych polaryzacjach padają na płytkę światłodzielącą byłby w zbudowanym układzie niewygodny do zrealizowania. Z tego względu zdecydowano się na użycie konfiguracji współliniowej, w której prostopadle spolaryzowane fotony padają kolejno na płytkę półfalową oraz kostkę PBS, przy czym płytka obraca polaryzacje fotonów o 45° względem polaryzacji wybieranych przez kostkę. Transformacja modów wprowadzana przez dwa wyżej wymienione elementy jest równoważna tej wprowadzanej przez płytkę światłodzielącą o równym podziale amplitud co zilustrowano na rysunku 4.7.



Rys. 4.6: Polaryzacyjna realizacja układu Hong-Ou-Mandela. BSC – kompensator Babineta-Soleila, $\lambda/2$ – płytka półfalowa, PBS – kostka rozdzielająca polaryzacje, AL – soczewka asferyczna, MMF – światłowód wielomodowy, SPCM – detektor pojedynczych fotonów.



Rys. 4.7: Polaryzacyjna realizacja płytki światłodzielącej dla współliniowo propagujących się, ortogonalnie spolaryzowanych fotonów.

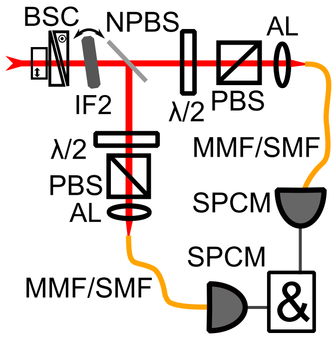
Za płynne wprowadzanie opóźnienia czasowego niezbędnego do rekonstrukcji dołka Hong-Ou-Mandela odpowiedzialny był w układzie kompensator Babineta-Soleila opisany w poprzednim podrozdziale.

4.3.2 Generacja i detekcja splątania polaryzacyjnego

W układzie do generacji i detekcji splątania polaryzacyjnego pozycja kompensatora Babineta-Soleila jest stała i odpowiada pozycji minimum dołka Hong-Ou-Mandela. Z tego względu eksperyment ten wykonano jako drugi w kolejności. Jedyną różnicą w stosunku do schematu detekcji splątania przedstawionego na rysunku 3.6 jest użycie płytek półfalowych i kostek polaryzacyjnych zamiast obracanych polaryzatorów.

Warto zaznaczyć, że płytka światłodzieląca NPBS przedstawiona na schemacie układu 4.8, w rzeczywistości ustawiona jest pod kątem nie przekraczającym 0,9°. Konieczność takiego ustawienia płytki wynika z faktu, że musi ona zachować równy podział amplitud dla obydwu prostopadle spolaryzowanych fotonów, co najłatwiej osiągnąć dla normalnego kąta padania w którym znika rozróżnienie na polaryzacje s i p.

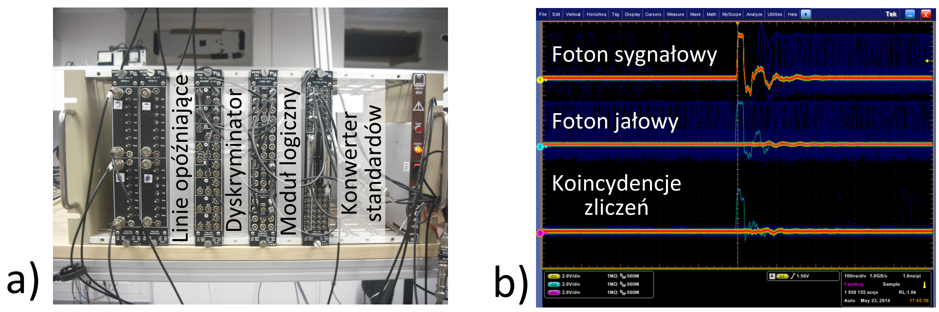
Elementem wspólnym obydwu układów był filtr interferencyjny IF2 którego szerokość połówkowa zależnie od konkretnego pomiaru wynosiła 3 bądź 11 nm. Filtr ten, którego zadaniem było odrzucenie fotonów generowanych w wyższych modach poprzecznych, umieszczony był na stoliku obrotowym umożliwiającym precyzyjne strojenie. Centralną długość fali profilu transmisji filtra wstępnie dobierano w ten sposób aby maksymalizowana była transmisja wiązki pomocniczej generującej w falowodzie drugą harmoniczną. Następnie po uruchomieniu źródła, poszukiwano takiej pozycji filtra, dla której najwyższy był stosunek koincydencji do pojedynczych zliczeń.



Rys. 4.8: Układ do generacji i detekcji splątania polaryzacyjnego. BSC – kompensator Babineta-Soleila, $\lambda/2$ – płytka półfalowa, PBS – kostka rozdzielająca polaryzacje, AL – soczewka asferyczna, MMF – światłowód wielomodowy, SPCM – detektor pojedynczych fotonów.

4.4 Zbieranie danych

Światłowody do których wprzęgano światło fluorescencji parametrycznej we wszystkich przedstawionych wyżej schematach podłączone były do detektorów pojedynczych fotonów SPCM-AQRH-14FC firmy Perkin Elmer. Podawana przez producenta typowa wydajność detekcji dla długości 800 nm wynosi dla nich 45%, zaś deklarowana liczba ciemnych zliczeń wynosi poniżej 100 zliczeń na sekundę. Po zarejestrowaniu fotonu, detektory wysyłały impuls o długości 15 ns w standardzie TTL po czym stawały się nieaktywne przez 32 ns czasu martwego. Impulsy pochodzące z detektorów pojedynczych fotonów tłumaczone były na standard NIM, po czym przechodziły przez szereg elektronicznych modułów firmy Philips Scientific dedykowanych pierwotnie do zastosowań w fizyce jądrowej. Były to kolejno: analogowe linie



Rys. 4.9: Moduły elektroniczne używane do wstępnej obróbki impulsów przychodzących z detektorów pojedynczych fotonów (a). Impulsy wyjściowe widziane na oscyloskopie (b).

opóźniające odpowiedzialne za kompensację różnicy dróg optycznych poszczególnych fotonów, dyskryminatory których zadaniem było odrzucanie impulsów nie przekraczających odpowiedniego progu napięcia oraz moduł logiczny umożliwiający rejestracje koincydencji między zliczeniami detektorów. Konwerter standardów ponownie zamieniał impulsy NIM na standard TTL. Ostatecznie zarówno impulsy oznaczające pojedyncze zliczenia jak i impulsy oznaczające koincydencje przesyłane były do karty pomiarowej FPGA firmy National Instruments oraz równocześnie do oscyloskopu cyfrowego. Moduły elektroniczne używane w eksperymencie oraz impulsy wyjściowe widoczne na oscyloskopie przedstawiono na rysunku 4.9.

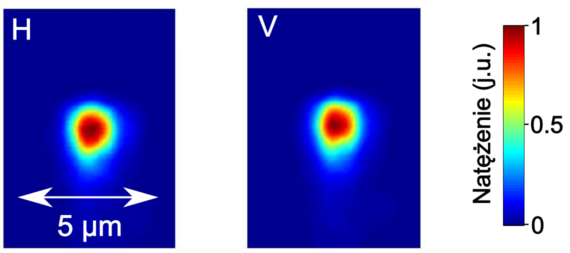
Zmierzona wartość okna koincydencji dla impulsów o szerokości 15 ns wynosiła 3 ns. Należy to rozumieć w ten sposób, że przesunięcie jednego impulsu względem drugiego (i vice versa) o 1,5 ns skutkowało praktycznym spadkiem liczby koincydencji do zera. Impulsy podawane na kartę rejestrowane były za pomocą programu napisanego w środowisku LabView. W czasie justowania układu jego zadaniem było pokazywanie liczby zliczeń na sekundę w czasie rzeczywistym. Przy wykonywaniu właściwych pomiarów program ten umożliwiał również akwizycję danych przez dowolnie wybrany okres czasu oraz automatyzował wykonywanie serii pomiarowych.

Rozdział 5

Wyniki eksperymentalne

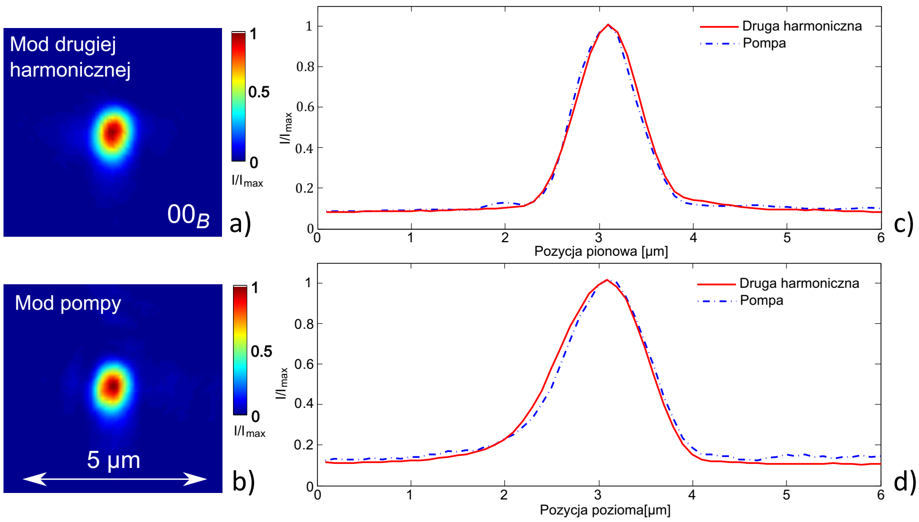
5.1 Dopasowanie modów pompy i drugiej harmonicznej

W metodzie selekcji wybranego procesu modowego fluorescencji parametrycznej opisanej od strony teoretycznej w rozdziale 2.5 kluczowe jest wprzęgnięcie wiązki pompującej do falowodu w poprzecznym modzie podstawowym. Aby dokładnie poznać jego kształt, wygodnie jest zrealizować proces odwrotny $00_H + 00_V \rightarrow 00_P$ tj. wytworzyć w falowodzie drugą harmoniczną. W tym celu wprzęgano do falowodu wiązkę pomocniczą oscylatora femtosekundowego w modzie podstawowym falowodu, a następnie dobierano pozycję filtra interferencyjnego IF1 oraz półfalówki umieszczonej za filtrem w ten sposób aby natężenie drugiej harmonicznej za falowodem było maksymalne. Sytuacja taka odpowiadała polaryzacji ukośnej dla której możliwa jest efektywna realizacja procesu typu II, oraz zapewniała, że otrzymana długość fali drugiej harmonicznej będzie odpowiadała pożądanemu procesowi zdegenerowanemu. Przestrzenny rozkład natężenia pola elektrycznego otrzymanego modu traktowano następnie jako rozkład referencyjny dla wprzęganego modu pompy. Do wytworzenia drugiej harmonicznej wystarczała wiązka pomocnicza o mocy średniej ok. 1 mW. Jej średnica nie była modyfikowana przez żaden z elementów optycznych i wynosiła $4\sigma = 0{,}84 \pm 0{,}01$ mm. Ze względu na to, że dla długości fali 800 nm falowód podtrzymuje dużo mniej modów poprzecznych niż dla długości fali pompy, odpowiednie wprzęgnięcie wiązki pomocniczej nie stanowiło dużego problemu. Rozkład natężenia pola elektrycznego modu wiązki pomocniczej dla dwóch prostopadłych polaryzacji przedstawiono na rysunku 5.1.



Rys. 5.1: Profil natężenia pola elektrycznego modu wzbudzonego za pomocą wiązki pochodzącej z oscylatora femtosekundowego widziany na kamerze CCD dla polaryzacji poziomej (H) i pionowej (V).

W kolejnym etapie do falowodu wprzęgano wiązkę lasera pompującego, której średnica przed obiektywem wejściowym OBJ1 mogła być delikatnie modyfikowana przez ruch soczewki asferycznej odpowiedzialnej za wyprzęganie lasera pompującego ze światłowodu jednomodowego wzdłuż osi Z. Uzyskanie właściwego kształtu modu było dla wiązki niebieskiej dużo trudniejsze i oprócz zmiany położenia próbki w kierunku X-Y oraz ruchu obiektywu OBJ1 w kierunku Z, wykonywano także delikatne ruchy kiwaczem lustra umieszczonego bezpośrednio przed obiektywem OBJ1. Średnica wiązki pompującej przed obiektywem OBJ1, przy której osiągnięto najlepszą zgodność modu pompy i modu drugiej harmonicznej wynosiła $4\sigma = 0{,}15 \pm 0{,}01$ mm, zaś jej polaryzację dostosowywano do polaryzacji referencyjnie wygenerowanej drugiej harmonicznej. Efekt końcowy procedury dopasowania modów przedstawiony został na rysunku 5.2.

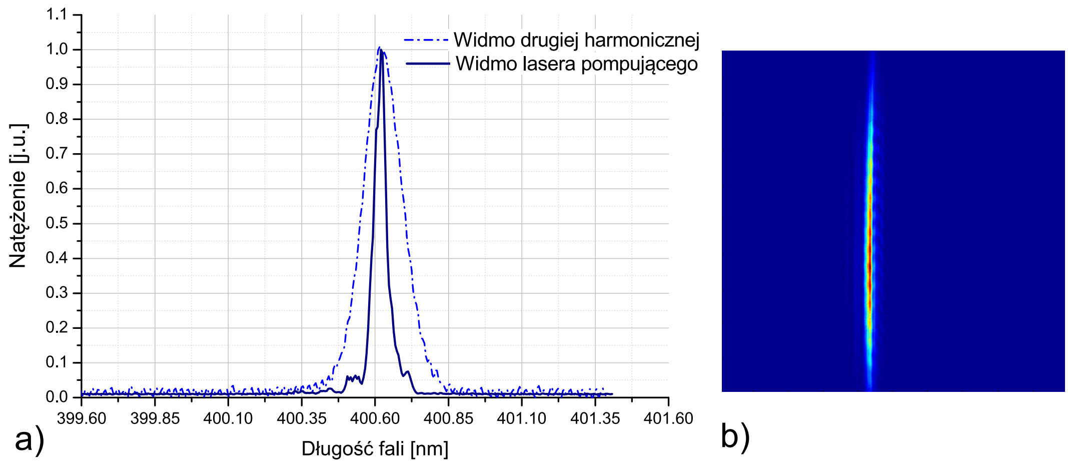


Rys. 5.2: Profil natężenia modu drugiej harmonicznej wzbudzonego za pomocą pomocniczej wiązki oscylatora femtosekundowego widziany na kamerze CCD wraz z oznaczeniem modu używanym w tekście (a). Profil natężenia wprzęgniętej wiązki pompującej wraz ze skalą (b). Porównanie rozkładów brzegowych obydwu profili natężenia wzdłuż kierunku pionowego (c) oraz poziomego (d).

Jak widać na powyższej ilustracji, przy użyciu procedury opisanej w poprzednim rozdziale udało się w warunkach laboratoryjnych osiągnąć bardzo wysoką zgodność modu referencyjnego drugiej harmonicznej i wprzęgniętego modu pompy.

5.2 Dopasowanie widm pojedynczych fotonów

Zgodnie z równaniem (3.9), aby zagwarantować nierozróżnialność widmową interferowanych fotonów należy zmaksymalizować symetrie rozkładów brzegowych ich łącznego widma. Aby osiągnąć ten cel, w pierwszym podejściu zdecydowano się na temperaturowe strojenie warunku dopasowania fazowego za pomocą zmiany temperatury kryształu. Przykładowo dla badanej próbki przesunięcie maksimum dopasowania wraz ze zmianą temperatury wynosiło 0,04 nm/°C [29]. Okazało się jednak, że metoda ta jest bardzo uciążliwa w realizacji gdyż ze względu na rozszerzalność temperaturową uchwytu podtrzymującego próbkę zmiana temperatury pogarszała wprzęganie wiązki pompującej do falowodu i wymagała każdorazowej kompensacji położenia próbki względem obiektywów. Z tego powodu zdecydowano się na ustalenie punktu pracy źródła jedynie za pomocą strojonego lasera pompującego. Centralną długość



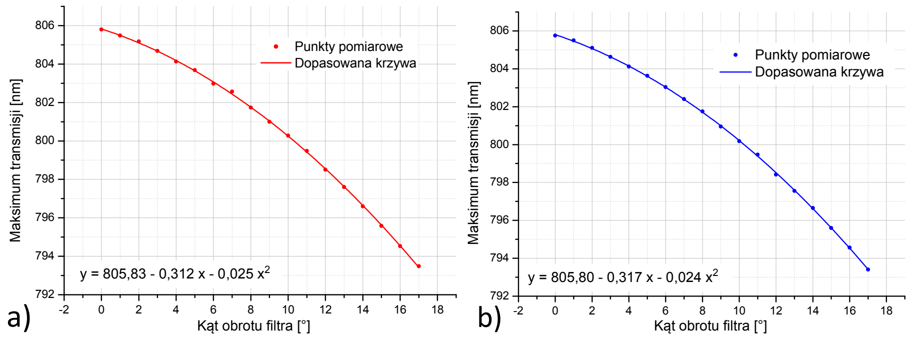
Rys. 5.3: Widmo lasera pompującego w porównaniu z widmem drugiej harmonicznej generowanej w modzie podstawowym falowodu (a) Przykładowy obraz szczeliny wejściowej monochromatora widziany na kamerze CCD otrzymany za pomocą wiązki pompującej (b).

fali lasera pompującego dobierano tak aby była ona możliwie bliska centralnej długości pomocniczej wiązki drugiej harmonicznej. Zgrubne strojenie lasera wykonywano przy użyciu umieszczonej w laserze odbiciowej siatki dyfrakcyjnej, zaś dokładne strojenie przeprowadzono delikatnie modyfikując temperaturę głowicy lasera. Widmo obydwu wiązek porównywano początkowo przy użyciu kompaktowego spektrometru Ocean Optics 2000. Niestety w trakcie dalszych badań jego rozdzielczość okazała się niewystarczająca i w związku z tym zdecydowano się na użycie niewielkiego monochromatora (Acton SP-2150) wyposażonego w siatkę dyfrakcyjną o gęstości 1800 rys na mm, w którym zamiast szczeliny wyjściowej umieszczono kamerę CCD o bardzo wysokiej rozdzielczości 2592 x 1944 pikseli (Basler acA2500-14gm). Tak zmodyfikowany układ oznaczony na rysunku 4.1 jako zwykły spektrometr, wykalibrowano przy użyciu dwóch linii spektralnych helu znajdujących się na długościach fali odpowiednio 402,619 nm oraz 396,473 nm. W ten sposób zmierzono dyspersję liniową monochromatora wynoszącą 2,47$\pm$0,03 nm/mm oraz wyznaczono zależność wiążącą położenie piksela w płaszczyźnie szczeliny wyjściowej z mierzoną długością fali. Finalny efekt dostrojenia wraz z przykładowym obrazem szczeliny wejściowej odczytywanym bezpośrednio z kamery CCD przedstawiono na rysunku 5.3.

W celu dodatkowego potwierdzenia, iż źródło pracuje w reżimie zdegenerowanym zdecydowano się na pomiar rozkładów brzegowych łącznego widma przy wykorzystaniu układu widocznego na rysunku 4.4. Pierwszą niezbędną do realizacji tego zadania czynnością była kalibracja wąskopasmowego filtra interferencyjnego IF1, a dokładniej, odtworzenie krzywej transmisji filtra w zależności od kąta nachylenia względem padającej wiązki. Kalibrację tę wykonano przy użyciu szerokopasmowego oscylatora femtosekundowego oraz spektrometru Ocean Optics 2000. Wydajność wprzęgania wiązki pomocniczej do światłowodów jednomodowych wynosiła około 60%, zaś dla światłowodów wielomodowych około 80%.

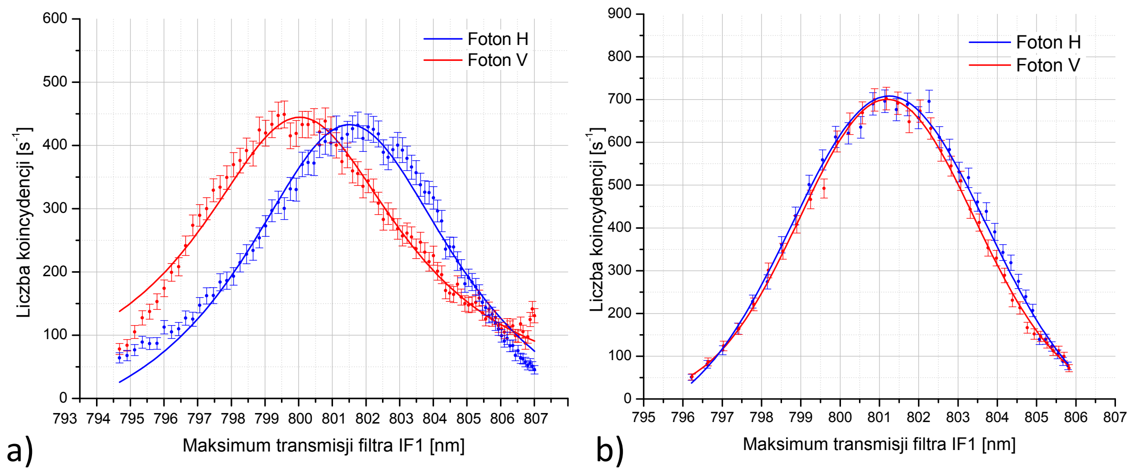
W związku z tym, że prawidłowe dopasowanie widm było kluczowe dla dalszych części eksperymentu, zdecydowano się na wykonanie pomiarów dla dwóch prostopadłych polaryzacji zgodnych z polaryzacjami generowanych fotonów. Do ich wyznaczenia wykorzystano pomocniczo generowaną w falowodzie drugą harmoniczną, która w sumowaniu częstości typu II propaguje się w krysztale jako fala nadzwyczajna. Krzywe kalibracyjne filtra przedstawione zostały na rysunku 5.4.

Po otrzymaniu krzywych kalibracyjnych rozpoczęto pomiary rozkładów brzegowych łącz-



Rys. 5.4: Krzywe kalibracyjne filtra interferencyjnego IF1 dla polaryzacji pionowej (a) i poziomej (b).

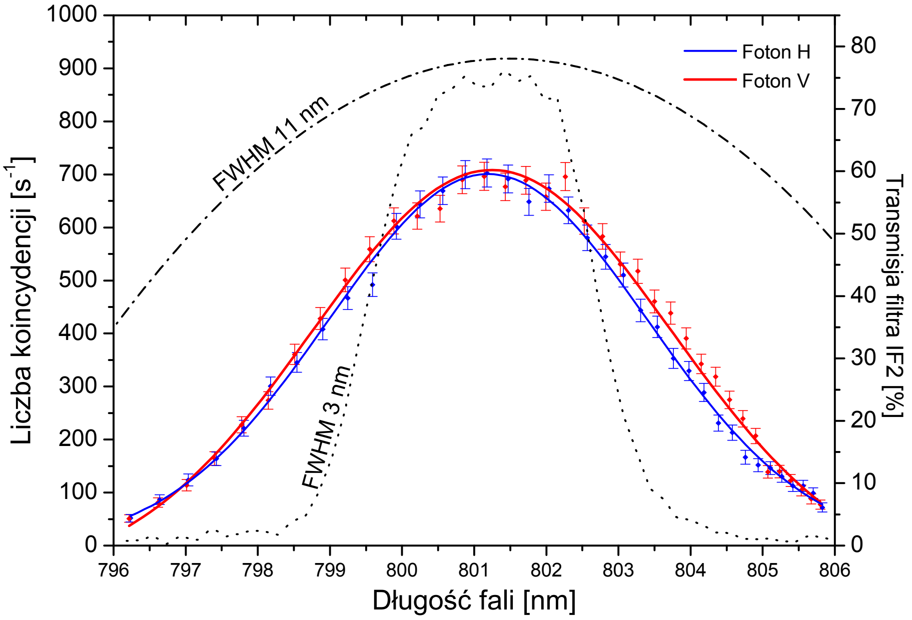
nego widma generowanych par fotonów. W tym celu dla każdej pozycji filtra IF1 przez 5 sekund mierzono liczbę koincydencji zliczeń detektorów, a następnie obracano filtr o kąt 0,2°. Po przeskanowaniu interesującego obszaru widma, filtr wracał do położenia początkowego zaś płytka półfalowa umieszczona przed filtrem obracana była o 45°, zgodnie z opisem układu przedstawionym w rozdziale 4.2. Początkowy pomiar pokazujący sytuację w której nie wykonano precyzyjnego strojenia centralnej długości fali pompy wraz z sytuacją po strojeniu porównano na rysunku 5.5.



Rys. 5.5: Rozkłady brzegowe łącznego widma mierzone w koincydencjach przed (a) i po (b) strojeniu centralnej długości fali lasera pompującego.

Różnica centralnej długości fali wiązki pompującej dla dwóch przedstawionych wyżej wykresów była poniżej rozdzielczości spektrometru Ocean Optics 2000 wynoszącej wg. danych producenta 0,3 nm. W pomiarach przyjęto Poissonowską niepewność punktów pomiarowych $\Delta n = \sqrt{n}\backslash\sqrt{t}$, gdzie n to liczba zarejestrowanych zliczeń na sekundę zaś t to czas pojedynczego pomiaru wyrażony w sekundach. Następnie do otrzymanych wyników dopasowywano funkcje Gaussa, porównując położenia maksimów widm pojedynczych fotonów.

Podstawową rolą filtra interferencyjnego IF2 przedstawionego na rysunkach 4.6, 4.8 jest wyeliminowanie procesów, w których fotony pochodzące z fluorescencji parametrycznej propagują się w wyższych modach falowodu. Żeby dodatkowo wykazać, iż nie ogranicza on widma generowanych par, zmierzono również transmisję używanych w eksperymencie filtrów, a następnie porównano ją z rozkładami brzegowymi łącznego widma. Porównanie to przedstawione zostało na rysunku 5.6. Jak widać, transmisja szerszego filtra 11 nm, w pełni obejmuje widma pojedynczych fotonów generowanych w falowodzie. Potwierdza to, że wysoka wartość widzialności interferencji dwufotonowej opisana w następnych podrozdziałach wynika z bardzo dobrej nierozróżnialności par bezpośrednio na etapie generacji, a nie z zastosowania dodatkowego wąskopasmowego filtrowania widmowego.



Rys. 5.6: Rozkłady brzegowe łącznego widma mierzone w koincydencjach dla dostrojonej centralnej długości fali lasera pompującego (linie ciągłe, lewa oś y) wraz z profilami transmisji dwóch filtrów interferencyjnych używanych jako IF2. Filtr o zmierzonej szerokości FWHM 11 nm (linia punktowo-kreskowa, prawa oś y) oraz filtra o zmierzonej szerokości FWHM 3 nm (linia kropkowana, prawa oś y).

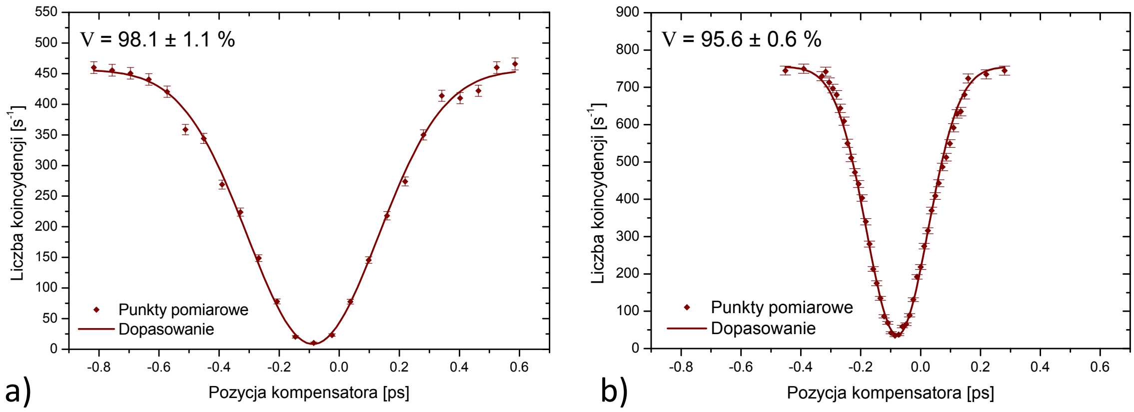
Różnica położeń maksimów dopasowanych funkcji Gaussa dla sytuacji najlepszego dostrojenia wzięta z dopasowań wynosiła $0{,}05 \pm 0{,}02$ nm, zaś centralna długość fali lasera pompującego dla której źródło pracowało w reżimie zdegenerowanym wynosiła $400{,}63 \pm 0{,}03$ nm.

5.3 Pomiary interferencji dwufotonowej

Przed rozpoczęciem pomiarów interferencji dwufotonowej, za pomocą kamery CCD umieszczonej w płaszczyźnie szczeliny monochromatora każdorazowo porównywano centralną długość fali lasera pompującego z wartością wyznaczoną w poprzednim rozdziale. Podczas tychże pomiarów również za pomocą drugiej kamery umieszczonej za lustrem dichroicznym DM obserwowano kształt wprzęgniętego modu przestrzennego wiązki pompującej, w razie potrzeby delikatnie modyfikując jego kształt pomiędzy seriami pomiarowymi, poprzez zmianę położenia próbki.

5.3.1 Widzialności interferencji w układzie HOM

Poprawność przedstawionej w 2.5 metody selekcji wybranego procesu modowego, może być zweryfikowana jedynie przy użyciu światłowodów wielomodowych użytych w układzie detekcji. Niestety w tym przypadku delikatna rozróżnialność przestrzenna wprowadzana przez niewłaściwą pozycję kątową poszczególnych elementów kompensatora Babineta znacząco obniżała widzialność interferencji dwufotonowej. Z tego powodu początkowo zdecydowano się na użycie światłowodów jednomodowych dzięki którym precyzyjnie wyznaczono opóźnienie czasowe wprowadzane przez kompensator, odpowiadające minimum dołka HOM, odcinając się od problemów związanych z rozróżnialnością przestrzenną. Wyniki uzyskane w tej konfiguracji dla obydwu filtrów interferencyjnych przedstawiono na rysunku 5.7.



Rys. 5.7: Dołki Hong-Ou-Mandela zmierzone dla użytych w układzie detekcji światłowodów jednomodowych oraz filtrów interferencyjnych IF2 o szerokości widmowej odpowiednio (a) FWHM 3 nm , (b) FWHM 11 nm wraz z widzialnościami otrzymanymi z dopasowania funkcji Gaussa.

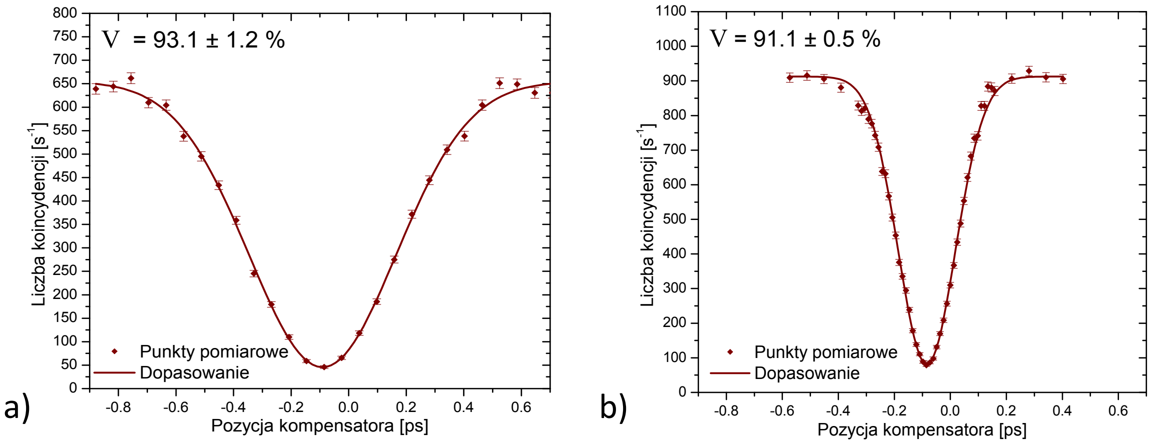
Podobnie jak w przypadku pomiarów rozkładów brzegowych łącznego widma, każdy z punktów odpowiadał 5 sekundowemu pomiarowi koincydencji do którego dodano Poissonowską niepewność zliczeń. Następnie do punktów dopasowywano funkcje Gaussa postaci:

$$p(t) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\Big[-\Big(\frac{\tau-\tau_0}{2\sigma}\Big)^2\Big] + C, \tag{5.1}$$

z ujemną wartością stałej multiplikatywnej A. Pozycja kompensatora odpowiadająca minimum dołka wyznaczona z dopasowania wynosiła $\tau_0 = -0{,}08 \pm 0{,}01$ ps.

W kolejnym etapie zamieniono światłowody jednomodowe na wielomodowe pozostawiając kompensator w pozycji minimum dołka. Pozycję kątową poszczególnych elementów kompensatora ustalano następnie w taki sposób, aby zminimalizować liczbę rejestrowanych koincydencji. Po odpowiednim ustawieniu kompensatora, po raz kolejny odtworzono cały profil dołków Hong-Ou-Mandela dla obydwu wartości filtra IF2. Wyniki otrzymane dla tej konfiguracji doświadczalnej przedstawiono na rysunku 5.8.

Otrzymane widzialności dołków Hong-Ou-Mandela dla wszystkich konfiguracji doświadczalnych przedstawiono w tabeli 5.1. Stałą C z dopasowania traktowano jako wartość C_{max}, zaś wartość C_{min} wyliczano na podstawie stałych dopasowania A, σ, C. W ostatniej kolumnie podano również orientacyjną jasności źródła zdefiniowaną jako liczba rejestrowanych koincydencji na sekundę na miliwat wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu. Pomiary nie były wykonywane przy precyzyjnym zachowaniu stałego natężenia wiązki pompującej, dlatego też podane wartości obliczono dla mocy pompy przed obiektywem OBJ1 równej 60 μW będącej w połowie typowo używanego zakresu 50 – 70 μW.



Rys. 5.8: Dołki Hong-Ou-Mandela zmierzone dla użytych w układzie detekcji światłowodów wielomodowych oraz filtrów interferencyjnych IF2 o szerokości widmowej odpowiednio (a) FWHM 3 nm , (b) FWHM 11 nm wraz z widzialnościami otrzymanymi z dopasowania funkcji Gaussa.

Użyty światłowód	Szerokość filtra	Widzialność dołka HOM	Jasność źródła koin./s/mW
Jednomodowy	3 nm	98,1%	0.32×10^5
	11 nm	95,6%	0.54×10^5
Wielomodowy	3 nm	93,1%	0.45×10^5
	11 nm	91,1%	0.64×10^5

Tabela. 5.1: Widzialności dołków Hong-Ou-Mandela dla odpowiednich kombinacji szerokości filtra oraz rodzaju użytego światłowodu. Niepewności pomiarowe wynikające z dopasowania krzywych do punktów pomiarowych podano na poszczególnych wykresach.

5.3.2 Widzialności prążków korelacji polaryzacyjnych

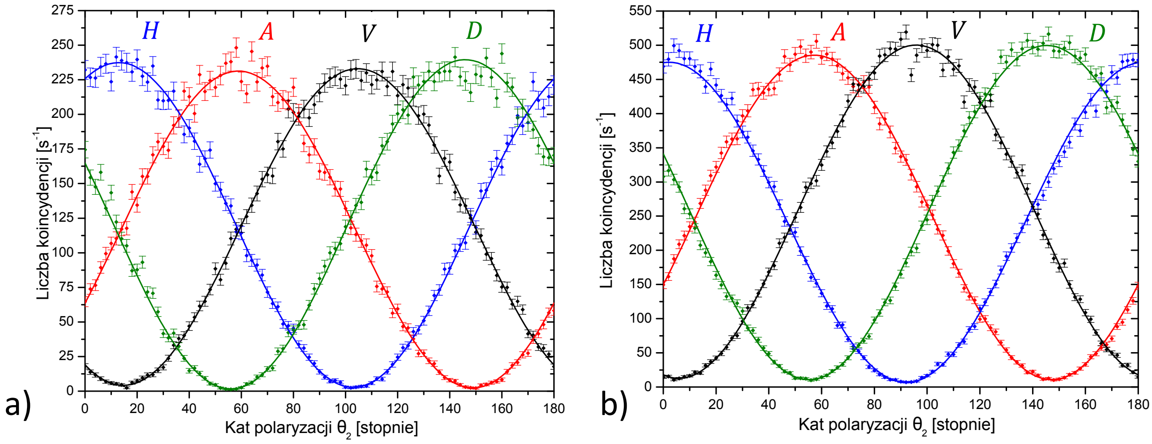
Po wykonaniu pomiarów widzialności dołków HOM, przebudowano układ detekcji i przystąpiono do pomiarów prążków korelacji polaryzacyjnych w generowanym na płytce NPBS postselekcjonowanym stanie splątanym. W tym celu niezbędna była kalibracja płytek półfalowych przedstawionych na rysunku 4.8, tak aby możliwe było swobodne przechodzenie pomiędzy poszczególnymi stanami polaryzacji na które rzutowano fotony w każdym z ramion. Za referencyjną polaryzację przyjęto polaryzację drugiej harmonicznej generowanej w falowodzie, ustawiając pomocniczy polaryzator foliowy w takiej pozycji aby najefektywniej ją wygaszał. Tak ustawiony polaryzator zgodnie ze schematem procesu typu II transmitował polaryzację zgodną z polaryzacją fali zwyczajnej. Następnie, w niewielkiej odległości ustawiano drugi polaryzator o transmitowanej polaryzacji prostopadłej do wcześniej ustawionego polaryzatora referencyjnego, zaś pomiędzy nimi umieszczano kalibrowaną płytkę półfalową. Płytkę ustawiono w ten sposób aby transmisja pomocniczej wiązki czerwonej, przechodzącej przez skrzyżowane polaryzatory była jak najmniejsza. W ten sposób wolna i szybka oś płytki ustawiane były zgodnie z bazą polaryzacji $|HV\rangle$ fotonów generowanych w falowodzie co oznaczano pozycją płytki półfalowej równą 0°.

Dysponując właściwie skalibrowanymi płytkami, zgodnie z rysunkiem 3.7, w jednym z ramion wybierano kolejno polaryzację poziomą H ($\theta_1 = 0°$), pionową V ($\theta_1 = 90°$), diagonalną D ($\theta_1 = 90°$) oraz antydiagonalną A ($\theta_1 = 135°$), zaś w drugim ramieniu wykonywano skan wzdłuż koła wielkiego polaryzacji liniowych sfery Blocha. Otrzymane widzialności prążków

Użyty światłowód	Szerokość filtra	Widzialność prążków				Jasność źródła
		H	V	D	A	koin./s/mW
Jednomodowy	3 nm	98.1%	97.4%	97.9%	98.6%	0.31×10^5
	11 nm	96.3%	96.8%	95.7%	95.9%	0.64×10^5
Wielomodowy	3 nm	94.4%	96.2%	93.0%	93.3%	0.38×10^5
	11 nm	93.9%	94.0%	92.8%	90.9%	0.73×10^5

Tabela. 5.2: Widzialności prążków korelacji polaryzacyjnych dla poszczególnych kombinacji szerokości filtra oraz rodzaju użytego światłowodu. Niepewności podanych wynikające z dopasowania krzywych do punktów pomiarowych nie przekraczają bezwzględnej wartości 1%.

korelacji polaryzacyjnych dla obydwu wartości filtra IF2, światłowodów jednomodowych użytych w układzie detekcji, oraz odpowiednich polaryzacji wybieranych w pierwszym ramieniu przedstawiono na rysunku 5.9.



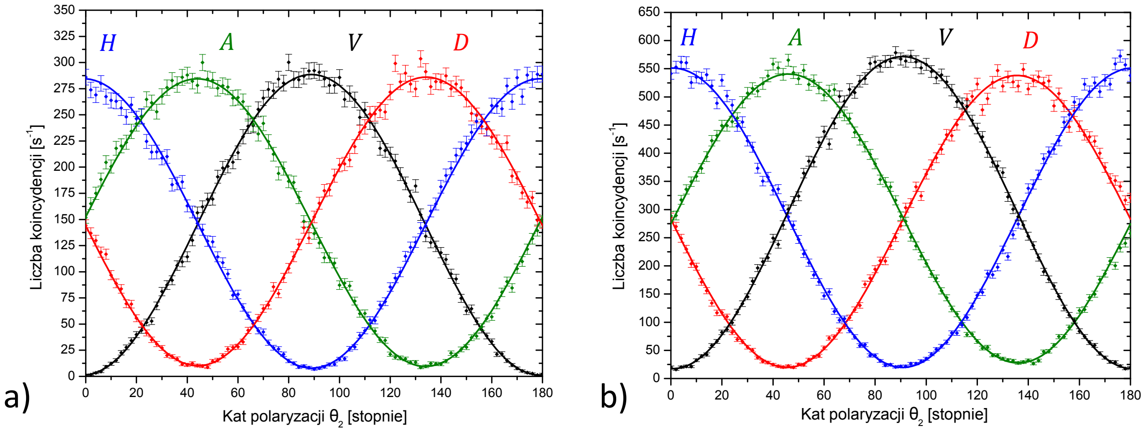
Rys. 5.9: Prążki korelacji polaryzacyjnych zmierzone dla użytych w układzie detekcji światłowodów jednomodowych oraz filtrów interferencyjnych IF2 o szerokości widmowej odpowiednio (a) FWHM 3 nm, (b) FWHM 11 nm.

Czas akwizycji danych i metoda liczenia niepewności dla każdego z punktów pomiarowych były dokładnie takie same jak przy pomiarach opisanych w poprzednich podrozdziałach. Do punktów dopasowywano następnie krzywe postaci:

$$p_1(\theta_2) = A\sin^2(\theta_2 + B) + C. \tag{5.2}$$

Postać ta była szczególnie wygodna podczas wyliczania widzialności, gdyż stała dopasowania C odpowiadała wartości C_{min}, zaś suma stałych $A + C$ wartości C_{max}. Maksymalny błąd tak otrzymanych wartości widzialności, wynikający z niepewności wyznaczonych stałych, nie przekraczał bezwzględnej wartości 1%. We wszystkich opisywanych w tym podrozdziale pomiarach pozycja kompensatora Babineta-Soleila była ustalona i odpowiadała minimum zmierzonych uprzednio dołków Hong-Ou-Mandela.

W ostatnim etapie badań raz jeszcze zamieniono światłowody na wielomodowe i powtórzono wszystkie dotychczas wykonane skany polaryzacji. Ich wyniki dla obydwu wartości filtra IF2 przedstawiono na rysunku 5.10.



Rys. 5.10: Prążki korelacji polaryzacyjnych zmierzone dla użytych w układzie detekcji światłowodów wielomodowych oraz filtrów interferencyjnych IF2 o szerokości widmowej odpowiednio (a) FWHM 3 nm , (b) FWHM 11 nm.

Widzialności prążków korelacji polaryzacyjnych otrzymane we wszystkich pomiarach, wraz z orientacyjnymi wartościami jasności źródła dla każdej z konfiguracji podano w tabeli 5.2. Zauważmy, że zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi wartości widzialności prążków otrzymanych w bazach polaryzacji ukośnych bardzo dobrze zgadzają się z wartościami widzialności dołków Hong-Ou-Mandela. Wysokie widzialności otrzymane dla światłowodów wielomodowych świadczą z kolei o bardzo dobrej nierozróżnialności przestrzennej generowanych par. Różnica widzialności dla światłowodów jedno- i wielomodowych wynosi około 3%. Najprawdopodobniej jest ona spowodowana resztkową obecnością fotonów generowanych w wyższych modach poprzecznych spowodowaną minimalnymi różnicami między modem wprzęgniętej wiązki pompującej, a rzeczywistym modem podstawowym falowodu.

Rozdział 6

Podsumowanie i perspektywy

W przedstawionej pracy zbudowano źródło pojedynczych fotonów oparte o falowód PPKTP. Wiązkę pompującą wprzęgnięto w modzie podstawowym falowodu porównując ją z pomocniczo wygenerowaną w falowodzie drugą harmoniczną. Zmierzono widma pojedynczych fotonów oraz starannie dostrojono centralną długość fali lasera pompującego w celu zmaksymalizowania ich nierozróżnialności widmowej. Skompensowano również rozróżnialność czasową prostopadle spolaryzowanych fotonów za pomocą kompensatora Babineta-Soleila.

Następnie zmierzono widzialności interferencji dwufotonowej w konfiguracji HOM odtwarzając pełną zależność liczby koincydencji od opóźnienia czasowego między fotonami. Dla potwierdzenia wyników wygenerowano w układzie postselekcjonowany stan splątany, a następnie zmierzono widzialność prążków korelacji polaryzacyjnych. Obydwa pomiary wykonano dla dwóch szerokości filtrowania widmowego. Dodatkowo, aby oszacować udział wyższych modów w procesie, powtórzono wszystkie eksperymenty z użyciem światłowodów jednomodowych.

We wszystkich przypadkach otrzymano wartości widzialności interferencji dwufotonowej zgodnie przekraczające 90%. Potwierdza to możliwość generacji par nierozróżnialnych w wielomodowym falowodzie nieliniowym za pomocą metody opartej na dyspersji międzymodowej przy odpowiednio dokładnym doborze parametrów pracy źródła. Warto zauważyć że w porównaniu do początkowych eksperymentów z falowodami PPKTP w analogicznym obszarze widmowym, otrzymana wartość widzialności jest wyższa o 10-15% [25]. Widzialności przekraczające 90% były zaś dotychczas otrzymywane jedynie w źródłach falowodowych działających dla telekomunikacyjnego zakresu długości fal 1500-1600 nm [21], gdzie otrzymanie struktur jednomodowych jest dużo łatwiejsze. Z wymienionych wyżej powodów cele pracy można uznać za zrealizowane zaś otrzymane wyniki za zadowalające czego dodatkowym potwierdzeniem jest opublikowanie znaczącej ich części w renomowanym czasopiśmie naukowym Optics Express [51].

Jedną z ciekawszych perspektyw badań związanych z używanymi falowodami PPKTP jest wytworzenie za ich pomocą dyskretnego splątania modowego. Główna idea generacji takiego splątania polega na równoczesnej realizacji dwóch procesów modowych w falowodzie tj. $00_P \rightarrow 00_H + 01_V$ oraz $00_P \rightarrow 01_H + 00_V$. Metoda ta wymaga odpowiedniego dobrania parametrów struktury tak aby obydwa procesy zachodziły z równym prawdopodobieństwem, zaś fotony powstające w ich wyniku znajdowały się w takim samym obszarze spektralnym. Obecnie brakuje jednak prac jednoznacznie rozstrzygających czy taki zbiór parametrów istnieje.

Kolejnym interesującym zagadnieniem dotyczącym używanych falowodów jest bezpośrednia obserwacja wyższych procesów modowych, a w szczególności struktury przestrzennej fotonów generowanych w tychże procesach. Dotychczas wykonywane pomiary funkcji modowych wykonywane były za pomocą kamery CCD [23], która uniemożliwia rozróżnienie pomiędzy fotonami pochodzącymi z parametrycznego podziału częstości, a fotonami pochodzącymi ze zwykłej fluorescencji. Z tego względu pomiary takie obarczone są trudnymi do oszacowania błędami systematycznymi.

Problem ten rozwiązać powinno użycie kamery umożliwiającej pomiar koincydencji zliczeń pomiędzy dowolną parą pikseli, dzięki której dane pomiarowe dotyczyć będą jedynie fotonów z fluorescencji parametrycznej powstających w parach. Prace nad urządzeniem tego typu prowadzone są intensywnie na Wydziale Fizyki UW dokładnie w czasie pisania tej pracy [52], zaś jej wykorzystanie planowane jest w ramach dalszych badań dotyczących falowodów PPKTP.

Bibliografia

[1] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, „Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A new violation of Bell's inequalities", Phys. Rev. Lett **49**, 91 (1982).

[2] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, „Experimental quantum teleportaion", Nature **390**, 575 (1997).

[3] S. P. Walborn, M. O. Terra Cunha, S. Padua, C. H. Monken, „Double-slit quantum eraser", Phys. Rev. A **65**, 033818 (2002).

[4] http://www.idquantique.com

[5] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, „Quantum cryptography", Rev. Mod. Phys. **74**, 145 (2002).

[6] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, J. L. O'Brien, „Quantum computers", Nature **464**, 45 (2010).

[7] H.J. Kimble, „The quantum internet", Nature **453**, 1023 (2008).

[8] Z. Y. J. Ou, „Multi-Photon Quantum Inferference", Springer (2007).

[9] A. F. Abouraddy, M. B. Nast, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, „Quantum-optical coherence tomography with dispersion cancellation", Phys. Rev. A **65**, 053817 (2002).

[10] A. N. Boto, P. Kok, D. S. Abrams, S. L. Braunstein, C. P. Williams, J. P. Dowling, „Quantum Interfereometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit", Phys. Rev. A **85**, 2734 (2000).

[11] M. A. Nielsen, I. L. Chuang, „Quantum computation and quantum information", Cambridge University Press (2000).

[12] V. Vedral, „Introduction to Quantum Information Science", Oxford University Press (2007).

[13] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J.Vučković, „Photonic quantum technologies", Nature Photonics **3**, 687 (2009).

[14] E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, „A scheme for efficient quantum computation with linear optics", Nature **409**, 46 (2001).

[15] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, G. J. Milburn, „Linear optical quantum computing with photonic qubits”, Rev. Mod. Phys. **79**, 135 (2007).

[16] T. C. Ralph, N. K. Langford, T. B. Bell, A. G. White, „Linear optical controlled-NOT gate in the coincidence basis”, Phys. Rev. A **65**, 062324 (2002).

[17] S. P. Walborn, C. H. Monken, S. Padua, P. H. Souto Ribeiro, „Spatial correlations in parametric down-conversion”, Physics Reports **495**, 87 (2010).

[18] B. G. Christensen et al. „Detection-loophole-free test of quantum nonlocality nad applications”, Phys. Rev. Lett. **111**, 130406 (2013).

[19] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, P. H. Eberhard, „Ultrabright source of polarization-entangled photons”, Phys. Rev. A **60**, R773 (1999).

[20] T. Zhong, F. N. C. Wong, T. D. Roberts, P. Battle, „High performance photon-pair-source based on fiber-coupled periodically poled $KTiOPO_4$ waveguide”, Optics Express **17**, 12019 (2009).

[21] G. Harder, V. Ansari, B. Brecht, T. Dirmeier, C. Marquardt and C. Silberhorn, „An optimized photon pair source for quantum circuits,” Optics Express **21**, 13975 (2013).

[22] H. Herrmann, X. Yang, A. Thomas, A. Poppe, W. Sohler, C. Silberhorn, „Post-selection free, integrated optical source of non-degenerate, polarization entangled photon pairs”, Optics Express **21**, 27981 (2013).

[23] P. J. Mosley, A. Christ, A. Eckstein, C. Silberhorn, „Direct measurement of the spatial-spectral structure of waveguided parametric down-conversion”, Phys. Rev. Lett. **103**, 233901 (2009).

[24] M. Karpiński, C. Radzewicz, K. Banaszek, „Experimental characterization of three-wave mixing in a multimode nonlinear KTiOPO4 waveguide”, Appl. Phys. Lett. **94**, 181105 (2009).

[25] M. Fiorentino, S. M. Spillane, R. G. Beausoleil, T. D. Roberts, P. Battle, M. W. Munro, „Spontaneus parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals”, Optics Express **15**, 7479 (2007).

[26] J. W. Silverstone, et al. „On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources”, Nature Photonics **8**, 104 (2014).

[27] K. Banaszek, A. B. U‘Ren, I. A. Walmsley, „Generation of correlated photons in controlled spatial modes by downconversion in nonlinear waveguides”, Optics Letters **26**, 1367 (2001).

[28] M. Karpiński, C. Radzewicz, K. Banaszek, „Disperion-based control of modal characteristics for parametric down-conversion in a multimode waveguide”, Optics Letters **37**, 878 (2012).

[29] M. Karpiński, „Inżynieria korelacji kwantowych w układach optycznych”, Rozprawa doktorska, Uniwersytet Warszawski (2012).

[30] A. N. Matwiejew, „Teoria pola elektromagnetycznego”, Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa (1967).

[31] G. New, „Introduction to Nonlinear Optics”, Cambridge University Press (2011).

[32] M. P. Edgar et al. „Imaging high-dimensional spatial entanglement with a camera", Nat. Communications **3**, 984 (2012).

[33] T. Lutz, P. Kolenderski, T. Jennewein, „Demonstration of spectral correlation control in a source of polarization-entangled photon paris at telecom wavelength", Optics Letters **39**, 1481 (2014).

[34] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, „New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs", Phys. Rev. Lett. **75**, 4337 (1995).

[35] T. Kim, M. Fiorentino, F. N. C. Wong, „Phase-stable source of polarization entangled photons using a polarization Sagnac interferometer", Phys. Rev. A **73**, 012316 (2006).

[36] S. Haroche, J. M. Raimond, „Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons", Oxford University Press, (2006).

[37] L. Vaidman „Tests of Bell Inequalities", Physics Letters A **286**, 241 (2001).

[38] W. P. Grice, I. A. Walmsley, „Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump", Phys. Rev. A **56**, 1627 (1997).

[39] Juan P. Torres, K. Banaszek, I. A. Walmsley, „Engineering Nonlinear Optic Sources of Photonic Entanglement", Progress in Optics **56**, Rozdział 5 (2011).

[40] R. Shankhar, „Mechanika kwantowa", Wydawnictwo naukowe PWN, (2006).

[41] R. S. Bennink, Y. Liu, D. Earl, W. P. Grice, „Spatial distinguishability of photons produced by spontaneous parametric down-conversion with a focused pump", Phys. Rev. A **74**, 023802 (2006).

[42] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe, „First-order quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguide periodically poled by applying ana external field for efficient blue second-harmonic generation", Appl. Phys. Lett. **62**, 435 (1993).

[43] H. Karlsson, F. Laurell, „Electric field poling of flux grown $KTiOPO_4$", Appl. Phys. Lett. **71**, 3474 (1997).

[44] D. A. Antonosyan et al. „Chirped quasi-phase-matching with Gauss sums for production of biphotons", Journal of Physics B **45**, 21 (2012).

[45] A. Christ, „Theory of ultrafast waveguided parametric down-conversion: From fundamentals to applications", Rozprawa doktorska, Universität Paderborn (2011).

[46] S. Venugopal Rao, K. Moutzouris, M. Ebrahimzadeh, „Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-phase-matching techniques", J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **6**, 568 (2004).

[47] P. J. Mosley, „Generation of heralded single photons in pure quantum states", Rozprawa doktorska, Oxford University (2007).

[48] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel, „Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference", Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987).

[49] C. Gerry, P. Knight, „Introductory Quantum Optics", Cambridge University Press (2004).

[50] H. Shih, C. O. Alley, „New Type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down convertion”, Phys. Rev. Lett. **61**, 2921 (1988).

[51] M. Jachura, M. Karpiński, C. Radzewicz, K. Banaszek, „ High-visibility nonclassical interference of photon pairs generated in a multimode nonlinear waveguide”, Optics Express **22**, 8624 (2014).

[52] R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, K. Banaszek, „High-fidelity spatially resolved multiphoton counting for quantum imaging applications”, arxiv: 1405.4400 (2014).