UNIWERSYTET WARSZAWSKI

Wydział Fizyki

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr Michał Karpiński

Inżynieria korelacji kwantowych w układach optycznych

> Promotor prof. dr hab. Czesław Radzewicz

Podziękowania

W tym miejscu chciałbym serdecznie podziękować wszystkim, którzy przyczynili się do powstania tej rozprawy doktorskiej. Na początku podziękowania składam mojemu promotorowi, prof. Czesławowi Radzewiczowi, który dał mi możliwość swobodnego rozwoju naukowego w ramach Laboratorium Procesów Ultraszybkich Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz nauczył mnie rzetelności i samodzielności w pracy naukowej. Dziękuję także Konradowi Banaszkowi za jego nieocenioną pomoc merytoryczną, za dawanie inspiracji, za wsparcie w trudnych chwilach oraz za ciekawe dyskusje, nie tylko na tematy naukowe.

Pragnę podziękować Dyrekcji Instytutu Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk za udostępnienie wolnej przestrzeni laboratoryjnej w Centrum Laserowym IChF na potrzeby przeprowadzenia części eksperymentalnej opisanych w tej pracy badań. Moim kolegom z Centrum Laserowego: Pawłowi Wnukowi, Michałowi Nejbauerowi, Bartkowi Białkowskiemu, Piotrowi Skibińskiemu oraz w szczególności Jurijowi Stepanence dziękuję za cenne porady dotyczące pracy doświadczalnej i miłą atmosferę w pracy.

Dziękuję również pracownikom i kolegom z Zakładu Optyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, w tym Piotrowi Wasylczykowi i Piotrowi Ficie, za to, że zawsze służyli pomocą i dobrą radą w razie trudności, i nie tylko. Podziękowania składam też Ani Żuchowskiej, za jej pomoc i cenne rady w sprawach administracyjnych.

Dziękuję Instytucjom, które zapewniły finansowanie badań zawartych w tej pracy: Ministerstwu Nauki i Szkolnictwa Wyższego za przyznanie grantu promotorskiego, Fundacji Nauki Polskiej za stypendium w ramach projektu TEAM oraz Samorządowi Województwa Mazowieckiego za Mazowieckie Stypendium Doktoranckie.

Dziękuję również moim Rodzicom za to, że zawsze mnie wspierali i zachęcali do rozwoju moich zainteresowań.

Szczególnie dziękuję Agacie za wsparcie i cierpliwość, a Rafałowi i Maćkowi za ich uśmiechy, które wprowadzają radość w codzienne czynności.

Spis treści

W	prow	vadzenie	1						
	Cel	pracy	3						
	Ukła	ad pracy	5						
1	Pod	Podstawy							
	1.1	Oznaczenia	$\overline{7}$						
	1.2	Propagacja światła w falowodzie	7						
		1.2.1 Własności modów	9						
		1.2.2 Rozwiązania analityczne	2						
	1.3	Mieszanie trzech fal i quasi-dopasowanie fazowe	5						
		1.3.1 Dopasowanie fazowe	6						
		1.3.2 Quasi-dopasowanie fazowe	7						
		1.3.3 Procesy nieliniowe w falowodzie	9						
	1.4	Fluorescencja parametryczna 2	3						
		1.4.1 Historia	3						
		1.4.2 Fluorescencja parametryczna w wielomodowym falowodzie nielinio-							
		wym	4						
2	Falc	wody PPKTP 2	7						
-	2.1	1 Felowody 27							
	$\frac{2.1}{2.2}$	Mody poprzeczne 2	8						
	2.2	2.2.1 Symulacie numeryczne 2	9						
		2.2.2 Symulacje nameryczne	2						
		2.2.2 Synteena i pizekrywanie modów i i i i i i i i i i i i i i i i i i i	3						
		2.2.9 W25uu2ame robserwacja modow naowodu	3						
		2.2.3.1 Derektywne wzbudzanie modow	6						
		2.2.3.2 Mody falowodu o szerokości 2 um	28						
	2.3	Podsumowanie	9						
	2.0		0						
3	Pon	niar dopasowania fazowego 4	1						
	3.1	Konwencje	:1						
	3.2	Pomiary wstępne	:2						
	3.3	Ulla de de comitaria de comit							
	3.4	Układ doświadczalny	:6						
		3.4.1 Przygotowanie wiązek pompujących	:6						
	~ ~	$3.4.2$ Układ detekcji \ldots 4	:9						
	3.5	Pomiary 1 analiza wyników	0						
		3.5.1 Widma jednowymiarowe	0						
		3.5.2 Interpretacja widm jednowymiarowych	2						
		3.5.3 Uproszczony model teoretyczny	4						

		3.5.4	Wydajności procesów		. 57
		3.5.5	Wąski falowód		. 58
		3.5.6	Dopasowanie fazowe a inwersja domen nieliniowych		. 59
		3.5.7	Szerokość widmowa dopasowania fazowego		. 61
		3.5.8	Strojenie temperaturowe		. 62
		3.5.9	Widma dwuwymiarowe		. 63
	3.6	Wnios	ki		. 64
		3.6.1	Struktura widm		. 65
		3.6.2	Dopasowanie fazowe a fluorescencja parametryczna		. 66
		3.6.3	Podsumowanie		. 69
1	Źró	dło naj	r fotonów		71
4	<u>7</u> 10	Wsten			71
	ч.1 Д Э	Źródło) nar fatanów	•	· 11 71
	7.2	<i>A</i> 9 1	Punkt pracy źródła	•	· 11 79
		4.2.1	Ilkład doświadczalny	•	· 12 75
		4.2.2	Układ sprzegania wiazki pompujacej do falowodu	•	. 10 77
		4.2.5	Optymalizacia sprzegania	•	. 11 80
		4.2.4	Źródło par fotonów	•	. 00 83
		4.2.0	4.2.5.1 Straty	•	. 03 07
			4.2.5.1 Straty	·	. 01
	13	Podsu	4.2.5.2 Prawdopodobienstwo generacji pary	·	. 89 90
	4.0	1 Ousui		•	. 30
5	Pon	niary ja	akości wiązki		91
	5.1	Metod	a i układ doświadczalny	•	. 91
	5.2	Wynik	xi pomiarów i dyskusja	•	. 93
	5.3	Podsu	mowanie	•	. 97
6	Źró	dło spl	atanych par fotonów		99
U	61	Wstep			99
	0.1	611	Splatanie – wprowadzenie		. 99
	6.2	Źródło	par splatanych	•	100
	0.2	6.2.1	Konwencje		. 100
		622	Metoda	•	100
		6.2.2	Układ doświadczalny	•	103
	63	Charal	ktervzacia źródła	•	105
	0.0	631	Interferencia dwufotonowa	•	105
		6.3.2	Lamanie nierówności Bella	•	108
	64	Przycz	zvny spadku widzialności interferencji dwufotonowej	•	100
	0.1	641	Parv wielokrotne	•	100
		642		•	119
	6.5	Podsui	mowanie	•	. 112 . 113
	0.0	1 0 4 5 4		•	. 110
Za	końc	czenie			115
	Pods	sumowa	ше	•	. 115 110
	Pers	pertyw:	y	•	. 110
		Genera	acja iotonow w wyzszych modach poprzecznych	·	. 116
		Zrodło	o duzej jasnosci	•	. 117
		Dalsza	ı charakteryzacja ı optymalızacja źródła	•	. 117

Wprowadzenie

Kluczowymi pojęciami w mechanice kwantowej, jedynej obecnie znanej teorii umożliwiającej opis zjawisk fizycznych na poziomie pojedynczych układów w skali atomowej, są pojęcia spójności i splątania kwantowego. Są one źródłem szeregu nieintuicyjnych, sprzecznych ze zdrowym rozsądkiem efektów. Twórcy mechaniki kwantowej rozważali wynikające z nich pozorne paradoksy w licznych eksperymentach myślowych, takich jak słynny eksperyment z kotem Schrödingera [1] bądź eksperyment dotyczący splątania kwantowego [2,3], "weryfikując" w ten sposób fundamentalne aspekty teorii kwantowej.

Realizacja praktyczna wielu z owych eksperymentów myślowych stała się możliwa dopiero kilkadziesiąt lat później dzięki wykorzystaniu układów fotonicznych do obserwacji efektów kwantowych. Ich realizację umożliwił równoległy postęp w dziedzinie teoretycznej oraz eksperymentalnej i technologicznej. W dziedzinie teoretycznej były to odkrycia dokonane m. in. przez Glaubera [4,5] w zakresie kwantowomechanicznej teorii detekcji i spójności światła. Postęp technologiczny został zapoczątkowany wynalezieniem lasera w 1961 r. [6] i wynikającym stąd rozwojem optyki nieliniowej. Doprowadziło to do eksperymentalnej weryfikacji takich wniosków z teorii kwantowej jak istnienie pojedynczych fotonów [7,8], istnienie stanów splątanych [9] bądź możliwość teleportacji stanu obiektu kwantowego [10].

Poczynając od pionierskich prac teoretycznych pokazane zostało, że nieintuicyjne, nieklasyczne efekty wynikające z mechaniki kwantowej mogą zostać wykorzystane do celów praktycznych. Należy wymienić tutaj m. in. fundamentalnie bezpieczne przesyłanie informacji za pomocą metod kryptografii kwantowej [11,12], zwiększenie precyzji pomiarów dzięki wykorzystaniu nieklasycznych stanów kwantowych [13], takich jak np. stany ściśnięte bądź stany splątane w liczbie fotonów typu NOON [14]. Splątanie kwantowe i spójność kwantowa mogą zostać wykorzystane do realizacji obliczeń z wydajnością przekraczającą wydajność klasycznych algorytmów numerycznych, poprzez wykorzystanie komputera kwantowego i algorytmów kwantowych [15, 16], bądź poprzez symulację jednego układu kwantowego za pomocą innego [17, 18].

Szereg z zaproponowanych teoretycznie protokołów kwantowych doczekało się eksperymentalnej realizacji, przy wykorzystaniu różnorodnych fizycznych implementacji. Standardową platformą do realizacji obliczeń kwantowych i komputera kwantowego staną się prawdopodobnie układy oparte na ciele stałym lub pułapkowanych jonach [19–21], ze względu na łatwą implementację oddziaływania pomiędzy obiektami kwantowymi. Natomiast w przypadku zadań takich jak kwantowe przesyłanie informacji bądź metrologia kwantowa jedną z najbardziej obiecujących praktycznych implementacji technologii kwantowych są układy fotoniczne [13, 22, 23], między innymi dzięki możliwości wykorzystania fotonów jako doskonałych nośników informacji na duże odległości. Jako przykład mogą tu służyć działające komercyjnie układy kryptografii kwantowej [24], jak również wykorzystanie kwantowych stanów światła do redukcji szumów w interferometrycznym detektorze fal grawitacyjnych [25]. Ponadto fotony mogą w przyszłości służyć do zapewnienia łączności pomiędzy rozproszonymi układami do obliczeń kwantowych [26, 27].

Kluczowym elementem kwantowych układów fotonicznych, pozwalającym na wykorzystanie efektów spójności i splatania kwantowego, sa źródła pojedynczych fotonów oraz skorelowanych par fotonów [28-30]. W ostatnich latach nastąpił znaczący rozwój źródeł pojedvnczych fotonów oraz splatanych par fotonów opartych na ciele stałym: m. in. na kropkach kwantowych [31,32] bądź centrach barwnych w diamencie [33]. Pomimo to dominującym procesem służącym do wytwarzania wspomnianych stanów światła jest – i do wielu zastosowań pozostanie, ze względu na szerokie możliwości kontroli parametrów wytwarzanych fotonów, niska dekoherencje, oraz możliwość używania w temperaturze pokojowej – proces fluorescencji parametrycznej (ang. spontaneous parametric downconversion, SPDC) [34–37]. W procesie tym foton wiązki pompującej w nieliniowym ośrodku optycznym rozpada się na dwa skorelowane czasowo fotony, zwane fotonami sygnałowym (ang. siqnal) i jałowym (ang. idler), których suma energii jest równa energii fotonu wiązki pompujacej. Wytworzona w ten sposób pare fotonów można wykorzystać do wytworzenia stanów splatanych lub też, poprzez wykrycie jednego z fotonów pary, do zasygnalizowania obecności pojedynczego fotonu w drugim ramieniu eksperymentu, czyli wytworzenie tzw. sygnalizowanego pojedynczego fotonu (ang. heralded single photon) [38].

Wraz z przesunięciem nacisku w badaniach z dziedziny optyki kwantowej z testowania podstaw mechaniki kwantowej i weryfikowania fundamentalnych wniosków z niej wynikających na rzecz praktycznych zastosowań naturalne stało się podażanie za aktualną tendencją w inżynierii układów fotonicznych, jaką jest dążenie do konstrukcji zintegrowanych układów optycznych, w analogii do scalonych układów elektronicznych. Istotnymi zaletami układów zintegrowanych jest ich miniaturyzacja oraz mała wrażliwość na zakłócenia zewnętrzne. Szczególnie wyraźny rozwój zintegrowanych układów optycznych widoczny jest w dziedzinie komunikacji światłowodowej, ściśle powiązanej z kwantowym przesyłaniem informacji [39]. Zastosowania zintegrowanych układów optycznych w dziedzinie kwantowego przetwarzania informacji są obecnie rozwijane przez szereg grup badawczych [40–42]. Strukturą pozwalającą na wydajną realizację procesu fluorescencji parametrycznej, a jednocześnie oferującą możliwość wykorzystania w zintegrowanych urządzeniach fotonicznych są falowody w ośrodkach nieliniowych. Ponadto, dzięki ograniczeniu rozmiarów poprzecznych pola optycznego wewnątrz falowodu, prowadzącemu do zwiększenia natężenia światła, w falowodach uzyskuje się wyższe wydajności procesów nieliniowych niż w materiałach objętościowych.

Prowadzenie procesów nieliniowych w falowodach było rozważane od początku rozwoju optyki nieliniowej [43–45]. Realizowane były ich liczne implementacje i zastosowania [46, 47], jednak dopiero opracowanie techniki wytwarzania falowodów z periodyczną inwersją domen nieliniowych (ang. *periodically poled nonlinear waveguides*) [48–50] umożliwiło swobodny rozwój nieliniowej optyki falowodowej. Użycie periodycznej inwersji domen znacznie ułatwiło spełnienie warunku dopasowania fazowego w falowodzie. Jego spełnienie jest konieczne do osiągnięcia wydajnego nieliniowego przetwarzania częstości, gdyż umożliwia zajście konstruktywnej interferencji fal powstających w różnych obszarach ośrodka nieliniowego.

Dla telekomunikacyjnych długości fali często wykorzystywanym ośrodkiem do realizacji procesu fluorescencji parametrycznej w falowodzie z periodyczną inwersją domen nieliniowych jest niobian litu LiNbO₃ [51, 52]. Istotną wadą niobianu litu jest jego niski próg zniszczenia optycznego będący m. in. skutkiem silnego efektu fotorefrakcyjnego występującego w tym materiale [53]. W celu zredukowania efektu fotorefrakcyjnego konieczne jest ogrzewanie próbek do temperatur przekraczających 150°C. Ośrodkiem o wysokim progu zniszczenia, który można wykorzystywać w temperaturze pokojowej, o nieliniowości porównywalnej do niobianu litu jest kryształ KTiOPO₄ (KTP) [54]. Badaniom procesu fluorescencji parametrycznej w falowodach wykonanych w krysztale KTP poświęcona jest

ta praca.

Przed szczegółowym omówieniem zakresu pracy należy wspomnieć, że do wytwarzania par fotonów wykorzystywać można również proces mieszania czterech fal we włóknach optycznych oraz światłowodach fotonicznych. Dyskusja różnic pomiędzy wykorzystaniem procesu fluorescencji parametrycznej oraz procesu mieszania jest zagadnieniem na tyle obszernym, że wykracza poza zakres tej pracy, w związku z czym zmuszony jestem odesłać Czytelnika do odpowiednich pozycji literaturowych [30, 55].

Cel pracy

Celem niniejszej pracy są badania procesu fluorescencji parametrycznej w falowodzie KTP z periodyczną inwersją domen nieliniowych (ang. *periodically poled KTP*, PPKTP) w świetle możliwości jego zastosowania do wytwarzania i inżynierii nieklasycznych stanów światła. Bardziej szczegółowe omówienie zagadnień poruszanych w niniejszej pracy rozpocznę od przedstawienia podstawowych informacji na temat procesu fluorescencji parametrycznej.

W swojej podstawowej wersji, źródło fotonów oparte na fluorescencji parametrycznej składa się z kryształu nieliniowego $\chi^{(2)}$ (np. BBO, KTP) wewnątrz którego ogniskowana jest wiązka pompująca o częstości ω_p . Z niewielkim prawdopodobieństwem foton wiązki pompującej może rozpaść się na 2 fotony – sygnałowy i jałowy – o częstościach ω_s , ω_i , których suma, ze względu na zasadę zachowania energii, jest równa częstości fotonu wiązki pompującej:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \tag{1}$$

Oprócz zasady zachowania energii o własnościach wygenerowanej pary fotonów decyduje warunek dopasowania fazowego; w obrazie korpuskularnym jest to warunek zachowania pędów fotonów biorących udział w oddziaływaniu nieliniowym; w obrazie falowym odpowiada on warunkowi zachodzenia konstruktywnej interferencji pomiędzy wkładami do promieniowania fluorescencji parametrycznej pochodzącymi z różnych punktów wewnątrz ośrodka nieliniowego. Dla nieskończenie długiego ośrodka nieliniowego warunek ten wyraża się równaniem:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i,\tag{2}$$

gdzie $\mathbf{k}_{p,s,i}$ są wektorami falowymi oddziałujących pól.

Z warunków (1) i (2), jak zostanie pokazane w rozdziale 1, w ogólności wynikają polaryzacyjne, przestrzenne i spektralne własności generowanej pary fotonów. Tutaj ograniczę się do podania tylko niezbędnych informacji. Z postaci warunku dopasowania fazowego wynika, że nie może on być spełniony w izotropowym ośrodku o dyspersji normalnej [56]. W związku z tym opracowano szereg metod zapewnienia warunku dopasowania fazowego, spośród których standardowa metoda polega na wykorzystaniu dwójłomności ośrodków anizotropowych.

W nieliniowych kryształach objętościowych, takich jak np. BBO (β -BaB₂O₄) bądź KTP, konieczność zapewnienia dopasowania fazowego poprzez odpowiednie zorientowanie kryształu w przestrzeni ogranicza kierunki wytwarzanych fotonów oraz często uniemożliwia skorzystanie z największych współczynników polaryzowalności nieliniowej ośrodka. Wytworzenie w krysztale periodycznej inwersji domen nieliniowych o odpowiednim okresie przestrzennym pozwala na skorzystanie z tzw. quasi-dopasowania fazowego. Przy braku dopasowania fazowego natężenia pola wytwarzanego w procesie nieliniowym oscyluje wzdłuż ośrodka nieliniowego z okresem przestrzennym określonym przez różnicę wektorów falowych oddziałujących pól. Jest to skutek destruktywnej interferencji poszczególnych przyczynków do pola wytwarzanego w procesie nieliniowym. Cykliczne odwrócenie kierunku polaryzowalności nieliniowej z okresem odpowiadającym wspomnianym oscylacjom powoduje konstruktywną interferencję wspomnianych przyczynków, co skutkuje wydajną realizacją procesu nieliniowego. Wykorzystanie quasi-dopasowania fazowego umożliwia zorientowanie kryształu nieliniowego w kierunku zapewniającym wykorzystanie największej polaryzowalności nieliniowej oraz pozwala na prowadzenie procesu fluorescencji parametrycznej współliniowo, dla dowolnych długości fali. Współliniowość zapewnia duży obszar przekrywania się oddziałujących wiązek, co powoduje zwiększenie wydajności procesu. Powoduje to, że kryształy z periodyczną inwersją domen nieliniowych, takie jak PPKTP są obecnie standardowo wykorzystywane do produkcji par fotonów w procesie fluorescencji parametrycznej [57,58].

Wytworzenie w krysztale PPKTP falowodu powoduje dalsze zwiększenie wydajności fluorescencji parametrycznej, poprzez zogniskowanie światła do rozmiaru poprzecznego kilku mikrometrów na całej długości falowodu. Należy tutaj zaznaczyć, że zwiększenie wydajności fluorescencji parametrycznej wraz ze zmniejszaniem rozmiarów poprzecznych oddziałujących wiązek nie wynika ze zwiększenia natężenia wiązki pompującej. Natężenie światła wytwarzanego w procesie fluorescencji parametrycznej zależy liniowo od natężenia wiązki pompującej, gdyż jest to proces rozpoczynający się absorpcją jednego fotonu wiązki pompującej do stanu wirtualnego, w przeciwieństwie do absorpcji dwóch fotonów koniecznej do zajścia procesu sumowania częstości i skutkującej kwadratową zależnością natężenia pola sumy częstości od natężenia pompy. Zwiększenie wydajności procesu fluorescencji parametrycznej związane jest z większą gęstością stanów kwantowych, do których może rozpaść się foton wiązki pompującej [59].

Ponadto wykorzystanie falowodu powoduje ograniczenie liczby modów poprzecznych, w których generowane są fotony fluorescencji parametrycznej, wyłącznie do modów podtrzymywanych przez falowód. W kryształach objętościowych brak jest takiego ograniczenia, stąd wiele fotonów emitowanych jest do wyższych modów poprzecznych. Fotony te muszą być odfiltrowywane przestrzennie za pomocą światłowodów jednomodowych. W przypadku falowodów PPKTP możliwe jest wytworzenie falowodów jednomodowych dla telekomunikacyjnych długości fali. Dla długości fali z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni aktualnie brak jest technicznych możliwości wytworzenia falowodów jednomodowych, niemniej wytwarzane są falowody o bardzo zredukowanej liczbie modów poprzecznych.

Istnieją dobrze opanowane technologie wytwarzania falowodów PPKTP [60, 61], dostępne są one również od dostawców komercyjnych. Falowody PPKTP są standardowo wykorzystywane w zagadnieniach klasycznej optyki nieliniowej, takich jak generacja sumy częstości [50, 62, 63]. Możliwość wykorzystania falowodów PPKTP jako źródła skorelowanych par fotonów do celów kwantowooptycznych jest intensywnie badana przez kilka wiodących światowych grup badawczych [38, 59, 61, 64, 65].

Do zastosowań w kwantowej metrologii i kwantowym przetwarzaniu informacji konieczne jest wytwarzanie fotonów w czystych stanach kwantowych, gdyż zwiększa to widzialność interferencji wielofotonowej. Istnieje kilka przyczyn prowadzących do spadku spójności fotonów. Jedną z nich są korelacje widmowe pomiędzy parami fotonów, prowadzące do nieoznaczoności w czasowym stopniu swobody. Efekt ten w falowodach PPKTP badany jest intensywnie m. in. przez grupę C. Silberhorn [66,67].

Niniejsza praca dotyczy kolejnego efektu ograniczającego czystość generowanych fotonów, jakim jest możliwość propagacji wielu modów poprzecznych w falowodach [65,68,69] dla długości fali z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni, w którym dostępne są niskoszumne detektory pojedynczych fotonów oraz łatwo osiągalne impulsy femtosekundowe. Wpływ wielomodowości falowodu na parametry generowanych par fotonów zbadany został jedynie w ograniczonym zakresie [69,70]. Celem niniejszej pracy jest opisanie konstrukcji źródła par fotonów opartego na falowodzie nieliniowym oraz możliwie pełne przedstawienie wpływu efektów wynikających z wielomodowości falowodów PPKTP na parametry wytwarzanych par fotonów fluorescencji parametrycznej. W szczególności zbadany zostanie wpływ modów poprzecznych promieniowania na warunek dopasowania fazowego w falowodzie. W tym celu konieczne będzie dokonanie szczegółowych pomiarów procesu sumowania częstości w falowodzie PPKTP [68]. Następnie zademonstruję doświadczalnie wykorzystanie tego wpływu do zrealizowania falowodowego źródła par fotonów w czystych modach poprzecznych [71] oraz źródła polaryzacyjnie splątanych par fotonów. Ponadto omówię możliwość wykorzystania modu poprzecznego falowodu jako dodatkowego stopnia swobody, który może zostać wykorzystany w kwantowym przetwarzaniu informacji. Opisane w tej pracy wyniki badań pokazują, że falowody PPKTP mogą znaleźć szerokie zastosowanie w inżynierii kwantowych stanów światła na poziomie pojedynczych fotonów.

Układ pracy

W rozdziale pierwszym przedstawię opis podstawowych pojęć i zagadnień, które będą wykorzystywane w dalszej częsci pracy: propagacji światła w falowodzie, procesów nieliniowych w strukturach falowodzących oraz fluorescencji parametrycznej. Rozdział drugi poświęcony jest omówieniu podstawowych własności używanych próbek falowodów PPKTP. Zawiera on także charakterystykę modów poprzecznych podtrzymywanych przez falowód. W rozdziale trzecim omówiono pomiary warunku dopasowania fazowego dla procesów mieszania trzech fal w falowodzie oraz jego zależności od modów poprzecznych oddziałującego promieniowania. Rozdział czwarty poświęcony jest opisowi konstrukcji falowodowego źródła par fotonów oraz jego podstawowej charakteryzacji eksperymentalnej w zakresie wydajności i strat. Rozdział piąty dotyczy pomiarów przestrzennych własności promieniowania generowanego w procesie fluorescencji parametrycznej. W rozdziale szóstym opiszę generację polaryzacyjnie splątanych par fotonów ze źródła falowodowego. Na zakończenie przedstawię podsumowanie uzyskanych wyników oraz nakreślę perspektywy dalszych badań w zakresie opisywanej tematyki.

Rozdział 1

Podstawy

W tym rozdziale na podstawie dostępnej literatury przedstawię pojęcia oraz modele niezbędne do opisu procesów nieliniowych w falowodach. Rozpocznę od omówienia propagacji światła w strukturach falowodzących. Następnie przedstawię pojęcie dopasowania i quasi-dopasowania fazowego i opiszę proces mieszania trzech fal w falowodzie. Zakończę przedstawieniem kwantowomechanicznego opisu procesu fluorescencji parametrycznej zachodzącego w falowodzie.

1.1 Oznaczenia

Wielkości wektorowe oznaczać będę czcionką pogrubioną, np. r. Wielkości wektorowe wyrażane będą wyłącznie we współrzędnych kartezjańskich (x, y, z), przy czym kierunek osi z będzie przyjmowany jako kierunek propagacji fal świetlnych. Wielkości zależne tylko od współrzędnych poprzecznych (x, y) zaopatrzone będą w indeks t, gdy będzie to konieczne dla uniknięcia niejednoznaczności.

Wersory odpowiadające osiom układu odniesienia będę oznaczał odpowiednio przez $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$ oraz $\hat{\mathbf{z}}$.

1.2 Propagacja światła w falowodzie

Ponieważ niniejsza praca dotyczy analizy procesów nieliniowych drugiego rzędu zachodzących w falowodzie nieliniowym, wprowadzenie rozpocznę od przedstawienia podstawowych faktów na temat propagacji światła w strukturze falowodzącej, w szczególności w strukturze wielomodowej. Temat ten jest rozległy, w związku z czym ograniczę się głównie do zagadnień odnoszących się bezpośrednio do będącego tematem tej pracy falowodu PPKTP.

Wykorzystywany w doświadczeniach opisanych w kolejnych rozdziałach falowód jest falowodem paskowym kanałowym wykonanym na powierzchni kryształu KTP. Jego przekrój poprzeczny przedstawiony został schematycznie na rys. 1.1. Profil współczynnika załamania w kierunku równoległym do powierzchni kryształu (y) jest prostokątny o szerokości w poniżej 5 µm, a w kierunku prostopadłym (x) dyfuzyjnie zanikający, przy czym maksymalna różnica wartości współczynnika załamania w rdzeniu względem wartości dla KTP Δn wynosi 0,02 – 0,03 w pobliżu powierzchni kryształu. Efektywne głębokości profilu w kierunku x dla używanych falowodów mają wartość z zakresu 3 – 10 µm. Zgodnie z przyjętymi oznaczeniami oś z jest równoległa do kierunku propagacji światła w falowodzie.

KTP jest kryształem w układzie rombowym, o sieci krystalicznej o symetrii grupy punktowej mm2. Wynika stąd jego dwójłomność: KTP jest dodatnim kryształem dwu-



Rys. 1.1: Schemat przekroju poprzecznego analizowanego falowodu. Kolorem szarym oznaczono obszar rdzenia falowodu, o podwyższonym współczynniku załamania. Liniami ciągłymi zaznaczono układ odniesienia, który będzie używany w dalszej części pracy. Liniami przerywanymi zaznaczono kierunki osi krystalograficznych KTP (a, b, c), wraz z przyjętymi w literaturze oznaczeniami osi optycznych (X, Y, Z).

osiowym [53]. Jak zaznaczono na rys. 1.1, wyróżnione kierunki w strukturze analizowanego falowodu są równoległe do kierunków osi optycznych KTP, oznaczonych wielkimi literami (X, Y, Z). Należy zwrócić uwagę na fakt, że przyjęte w literaturze oraz w tej pracy oznaczenia osi układu odniesienia używane do opisywania propagacji światła w falowodach (na rysunku oznaczone przez x, y, z) nie pokrywają się ze standardowymi oznaczeniami osi optycznych KTP (X, Y, Z). Oba zestawy oznaczeń porównano na rys. 1.1. Korzystając z oznaczeń przyjętych w tej pracy, możemy podać wartości głównych współczynników załamania KTP dla długości fali 800 nm: $n_x = 1,8466, n_y = 1,7565, n_z = 1,7483$ [72], odpowiednio dla światła o polaryzacji wzdłuż osi x, y i z.

Przejdźmy teraz do omówienia propagacji światła w falowodzie. Pola elektryczne i magnetyczne w dowolnej strukturze falowodzącej muszą spełniać równania Maxwella, które dla analizowanej struktury dielektrycznej są równaniami bezźródłowymi:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = 0,$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0.$$

(1.1)

Zakładam liniową zależność materiałową pomiędzy wektorem indukcji elektrycznej **D** a wektorem natężenia pola elektrycznego **E**: $\mathbf{D} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E}$, gdzie $\hat{\varepsilon}$ jest jest w ogólności 9-elementowym tensorem przenikalności elektrycznej ośrodka. Ponieważ podatność magnetyczna rozważanych materiałów jest o wiele rzędów wielkości mniejsza od podatności dielektrycznej, zaniedbuję ją przyjmując $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, gdzie μ_0 jest przenikalnością magnetyczną próżni, a **H** oraz **B** wektorami odpowiednio natężenia pola magnetycznego i indukcji magnetycznej.

W dalszej części tego podrozdziału będę zakładał domyślną zależność pól **E** i **H** od czasu postaci $e^{-i\omega t}$, gdzie ω jest częstością optyczną. W standardowy sposób eliminując odpowiednio **E** lub **H** z równań Maxwella uzyskujemy wektorowe równania falowe [73]:

$$\nabla^{2}\mathbf{E} + k_{0}^{2}\hat{\varepsilon}_{r}\mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}), \qquad (1.2)$$
$$\nabla \times [\hat{\varepsilon}_{r}^{-1} \cdot (\nabla \times \mathbf{H})] = k_{0}^{2}\mathbf{H},$$

gdzie $k_0 = \omega/c$ jest liczbą falową w próżni, $\hat{\varepsilon}_r = \hat{\varepsilon}/\varepsilon_0$ — względną przenikalnością elektryczną ośrodka, a ∇^2 jest operatorem Laplace'a wyrażonym we współrzędnych kartezjańskich: $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Dla rozważanej geometrii falowodu wybór współrzędnych

kartezjańskich jest wyborem naturalnym. Prze
z ε_0 oznaczono przenikalność elektryczną próżni.

Ze względu na translacyjną symetrię falowodu wzdłuż osi z, zależność będących rozwiązaniami równań (1.2) pól **E** i **H** od położenia wzdłuż falowodu można przyjąć w postaci:

$$\mathbf{E}(x,y,z) = \mathbf{e}(x,y) e^{i\beta z}, \quad \mathbf{H}(x,y,z) = \mathbf{h}(x,y) e^{i\beta z}, \tag{1.3}$$

gdzie β jest stałą propagacji. Pamiętając, że rozważane pola zawierają *implicite* zależność czasową $e^{-i\omega t}$ łatwo zauważyć, że β jest efektywną liczbą falową fali propagującej się w falowodzie. W wyrażeniu powyższym funkcje $\mathbf{e}(x,y)$ i $\mathbf{h}(x,y)$ opisują mod poprzeczny falowodu: poprzeczny rozkład pola niezmieniający się podczas propagacji wzdłuż z.

Rozdzielając wektor pola elektrycznego na składowe wzdłużną i poprzeczną: $\mathbf{e}(x,y) = \mathbf{e}_t(x,y) + e_z(x,y)\mathbf{\hat{z}}$ oraz podstawiając równanie (1.3) do (1.2), dla przypadku ośrodka anizotropowego o osiach optycznych zgodnych z osiami układu odniesienia, tj. gdy tensor względnej podatności elektrycznej $\hat{\varepsilon}_r$ jest diagonalny [postaci diag (n_x^2, n_y^2, n_z^2)], otrzymujemy równanie [74]:

$$[\nabla_t^2 + k_0^2 \hat{n}_t^2(x,y) - \beta^2] \mathbf{e}_t(x,y) =$$

$$= \nabla_t \left\{ \left(2\hat{\delta}_t \nabla_t \right) \cdot \mathbf{e}_t(x,y) - \left[\left(\mathbb{I} - 2\hat{\delta}_t \right) \mathbf{e}_t(x,y) \right] \cdot \nabla_t \ln(\hat{n}_t^2(x,y)) \right\},$$
(1.4)

gdzie I jest macierzą jednostkową oraz:

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \hat{n}_t^2 = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0\\ 0 & n_y^2 \end{bmatrix}, \quad 2\hat{\delta}_t = 1 - \hat{n}_t^2/n_z^2.$$

Jest to wektorowe równanie określające zagadnienie własne na poprzeczne funkcje modowe $\mathbf{e}_t^{(j)}(x,y)$ z wartościami własnymi β_j , gdzie rozwiązania ponumerowano indeksem j, określającym kolejne mody poprzeczne falowodu. Na podstawie znajomości $\mathbf{e}_t^{(j)}(x,y)$ i β_j wyznaczenie wzdłużnej składowej pola elektrycznego $e_z^{(j)}(x,y)$ oraz składowych pola magnetycznego jest możliwe bezpośrednio z równań Maxwella.

Aby rozwiązać to równanie należy spełnić warunki brzegowe na granicach poszczególnych warstw lub obszarów struktury falowodzącej, tj. zapewnić ciągłość stycznych składowych wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego oraz normalnych składowych wektorów indukcji elektrycznej i magnetycznej. Dla rozważanej postaci anizotropii ośrodka uzyskuje się dwa równania różniczkowe na dwie składowe poprzecznej funkcji modowej. W ogólnym przypadku, ze względu na niezerową prawą stronę równania (1.4), równania na składowe x i y są ze sobą sprzężone. Oznacza to, że funkcje własne będące rozwiązaniami tego równania zawierają niezerowe przyczynki od obydwu składowych poprzecznych. W ogólności nie można zakładać, że rozwiązania te będą odpowiadały polaryzacjom liniowym wzdłuż kierunku x i y.

1.2.1 Własności modów

Przed omówieniem zagadnień, w których możliwe jest uproszczenie powyższego równania, przedstawię najważniejsze ogólne własności modów falowodu [73,75]. Modami prowadzonymi (ang. guided modes) falowodu określa się funkcje własne równania (1.4), które znikają wraz ze wzrostem odległości od rdzenia falowodu. Dla falowodu w ośrodku izotropowym o wyraźnej granicy pomiędzy rdzeniem a płaszczem, o maksymalnej wartości współczynnika załamania w rdzeniu $n_{\rm co}$ i maksymalnej wartości współczynnika załamania w płaszczu $n_{\rm cl}$, modom związanym odpowiadają wartości stałych propagacji β z zakresu: Dla stałych β spełniających ten warunek wyrażenie $(k_0^2 n^2 - \beta_j^2)$ w równaniu falowym (1.4) jest dodatnie w obrębie rdzenia i ujemne w płaszczu, co odpowiada rozwiązaniom oscylacyjnym w rdzeniu i w granicy eksponencjalnie zanikającym w płaszczu [73]. Powyższe ograniczenia można z łatwością uzasadnić prostymi argumentami fizycznymi. Ograniczenie górne wynika z faktu, że prędkość fazowa fali odpowiadającej modowi związanemu nie może być mniejsza niż prędkość fazowa w materiale o największej gęstości optycznej. Ograniczenie dolne określa stałe propagacji modów, dla których efektywny współczynnik załamania

$$n_{\rm eff}^{(j)} = c\beta_j/\omega \tag{1.6}$$

ma wartość większą od maskymalnego współczynnika załamania płaszcza, gdyż tylko wtedy możliwe jest zajście całkowitego wewnętrznego odbicia na granicy rdzeń-płaszcz. Pewne subtelności pojawiają się dla ośrodków anizotropowych. W zależności od symetrii struktury i wynikającej z niej postaci modów, mogą istnieć niezależne zestawy modów dla polaryzacji zwyczajnej i nadzwyczajnej. Jednakże jeśli geometria falowodu nie pozwala na podtrzymywanie modów o czystych polaryzacjach liniowych, pojawiają się sprzężenia pomiędzy obiema polaryzacjami, znacznie utrudniające analizę anizotropowej struktury falowodowej [76].

Gdy stała propagacji modu osiąga dolną granicę w powyższym równaniu — czyli gdy efektywny współczynnik załamania modu staje się równy maksymalnemu współczynnikowi załamania płaszcza — mówimy, że mod znajduje się w punkcie odcięcia (ang. *cut-off point*). W takiej sytuacji niewielkie zwiększenie długości fali promieniowania (lub inna zmiana powodująca zmniejszenie efektywnego współczynnika załamania w stosunku do współczynnika załamania płaszcza) powoduje, że mod przestaje być modem prowadzonym, a staje się modem radiacyjnym (zwanym też modem wypromieniowania, ang. *radiation mode*), o nieznikającej oscylacyjnej amplitudzie w dużych odległościach od rdzenia falowodu. Dla niektórych klas falowodów o zbyt małych wymiarach poprzecznych możliwe jest, że powyżej pewnej długości fali żaden mod nie przekracza warunku odcięcia. Oznacza to brak związanych modów podtrzymywanych przez falowód — dopuszczalne są tylko mody radiacyjne, omówione krótko poniżej.

Mody radiacyjne tworzą kontinuum rozwiązań równania falowego nieznikających w dużych odległościach od rdzenia falowodu, o stałych propagacji $\beta \leq n_{cl}k$. Rozwiązania te nazywa się modami radiacyjnymi, gdyż opisują one ucieczkę energii z falowodu. Mody związane wraz z modami radiacyjnymi oraz ich odpowiednikami o wstecznym kierunku propagacji tworzą układ zupełny pozwalający opisać dowolny rozkład natężenia pola elektrycznego $\mathbf{E}(x,y,z)$ i magnetycznego $\mathbf{H}(x,y,z)$ propagujący się w falowodzie [73]:

$$\mathbf{E}(x,y,z) = \sum_{j} a_{j} \mathbf{e}^{(j)}(x,y) e^{i\beta_{j}z} + \sum_{j} a_{-j} \mathbf{e}^{(-j)}(x,y) e^{-i\beta_{j}z} + \mathbf{E}_{rad}(x,y,z), \quad (1.7)$$
$$\mathbf{H}(x,y,z) = \sum_{j} a_{j} \mathbf{h}^{(j)}(x,y) e^{i\beta_{j}z} + \sum_{j} a_{-j} \mathbf{h}^{(-j)}(x,y) e^{-i\beta_{j}z} + \mathbf{H}_{rad}(x,y,z), \quad (1.7)$$

gdzie przez a_j oznaczono amplitudy poszczególnych modów, ujemne indeksy odnoszą się do modów propagujących się wstecz, a $\mathbf{E}_{rad}(x,y,z)$ oraz $\mathbf{H}_{rad}(x,y,z)$ oznaczają sumę wkładów od kontinuum modów radiacyjnych.

Dla podanego rozkładu pola elektrycznego na mody własne falowodu, korzystając wektora Poyntinga można wyznaczyć moc P_j niesioną przez *j*-ty mod falowodu propagujący się w dodatnim kierunku osi z jako:

$$P_j = 1/2|a_j|^2 \int_{A_\infty} \mathbf{e}_t^{(j)} \times \mathbf{h}_t^{(j)*} \cdot \hat{\mathbf{z}} \, \mathrm{d}A, \qquad (1.8)$$

gdzie gwiazdką oznaczono sprzężenie zespolone, a całkowanie odbywa się po całkowitym przekroju poprzecznym falowodu A_{∞} . Wykorzystując (1.8) można określić współczynnik normalizacji funkcji modowej:

$$N_j = \frac{1}{2} \left| \int_{A_\infty} \mathbf{e}_t^{(j)} \times \mathbf{h}_t^{(j)*} \cdot \hat{\mathbf{z}} \, \mathrm{d}A \right|.$$
(1.9)

Dzieląc funkcje modowe $\mathbf{e}_t^{(j)}(x,y)$, $\mathbf{h}_t^{(j)}(x,y)$ przez \sqrt{N} uzyskuje się funkcje znormalizowane. Dla funkcji znormalizowanych moc niesiona w danym modzie wyraża się przez połowę kwadratu modułu amplitudy a_j .

Mody o różnych wartościach stałej propagacji są ortogonalne, czego dowodzi się wykorzystując twierdzenie Lorentza o wzajemności (por. [77]). Ortogonalność pary modów o poprzecznych funkcjach modowych dla pola elektrycznego $\mathbf{e}_t^{(j)}(x,y), \mathbf{e}_t^{(k)}(x,y)$ oraz magnetycznego odpowiednio $\mathbf{h}_t^{(j)}(x,y), \mathbf{h}_t^{(k)}(x,y)$, o różnych wartościach stałych propagacji, definiuje się jako:

$$\int_{A_{\infty}} \mathbf{e}_t^{(j)}(x,y) \times \mathbf{h}_t^{(k)*}(x,y) \cdot \mathbf{\hat{z}} \, \mathrm{d}A = \int_{A_{\infty}} \mathbf{e}_t^{(j)*}(x,y) \times \mathbf{h}_t^{(j)}(x,y) \cdot \mathbf{\hat{z}} \, \mathrm{d}A = 0, \tag{1.10}$$

Dla pary modów o jednakowych stałych propagacji ortogonalności nie można dowieść z twierdzenia Lorentza o wzajemności. Jednakże w takiej sytuacji zawsze możliwe jest znalezienie wzajemnie ortogonalnych liniowych kombinacji takich modów przy wykorzystaniu procedury ortogonalizacji Grama-Schmidta.

W ten sposób otrzymujemy układ zupełny ortonormalnych funkcji modowych jednoznacznie opisywanych przez poprzeczne składowe pola elektrycznego $\left\{ \mathbf{e}_{t}^{(j)}(x,y) \right\}$, gdzie indeks *j* przebiega wartości dyskretne dla modów związanych (o ile istnieją) i ciągłe dla modów radiacyjnych. Jak wspomniano wcześniej, składową podłużną pola elektrycznego oraz składowe pola magnetycznego wyznacza się z $\left\{ \mathbf{e}_{t}^{(j)}(x,y) \right\}$ wykorzystując równania Maxwella.

W przypadku zastosowania przybliżenia słabego prowadzenia modów, omówionego w kolejnym podrozdziale, dla struktur o odpowiednio wysokiej symetrii wektorowe równanie falowe (1.4) można uprościć do pary równań skalarnych postaci:

$$(\nabla_t + k_0^2 n^2 - \beta^2) u_{\rm sc}(x, y) = 0, \qquad (1.11)$$

dla dwóch składowych polaryzacyjnych. Wtedy funkcja modowa $\mathbf{e}^{(j)}(x,y)$ posiada tylko jedną składową kartezjańską, daną przez

$$\mathbf{e}^{(j)}(x,y) = u_{\mathrm{sc}}^{(j)}(x,y)\mathbf{\hat{x}},\tag{1.12}$$

gdzie dla ustalenia uwagi przyjęto funkcję modową o polaryzacji liniowej w kierunku $\hat{\mathbf{x}}$. Po wyznaczeniu wartości poprzecznych składowych pola magnetycznego z równań Maxwella jako $\mathbf{h}(x,y) = -(i\beta/\omega)u_{\rm sc}(x,y)\hat{\mathbf{y}}$, możemy warunki ortogonalności (1.10) i normalizacji (1.9) skalarnych funkcji modowych zapisać jako:

$$\int_{A_{\infty}} u_{\rm sc}^{(j)}(x,y) u_{\rm sc}^{(k)*}(x,y) \, \mathrm{d}A = \delta_{jk}.$$
(1.13)

Kończąc omówienie ogólnych własności modów falowodowych warto wspomnieć o parametrze opisującym stopień wielomodowości falowodu. Jest nim tzw. częstotliwość znormalizowana V (zwana również parametrem falowodu), zdefiniowana dla struktury o skokowej granicy pomiędzy rdzeniem a płaszczem jako:

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda}\sqrt{n_{\rm co}^2 - n_{\rm cl}^2},\tag{1.14}$$

gdzie ρ jest efektywnym rozmiarem liniowym rdzenia. Falowód o współczynniku $V \gg 1$ jest falowodem wielomodowym. Wartości V bliskie jedności wskazują na falowód jednomodowy [73]. Graniczna wartość V poniżej której falowód staje się jednomodowy zależy od geometrii falowodu. Dla cylindrycznie symetrycznego włókna optycznego o skokowym profilu współczynnika załamania graniczna wartość wynosi ok. 2,405.

1.2.2 Rozwiązania analityczne

Powróćmy do wektorowego równania falowego (1.4) i omówienia możliwych jego uproszczeń, wynikających m. in. z symetrii analizowanego falowodu. Równanie (1.4) zostało zapisane dla przypadku osi optycznych ośrodka anizotropowego równoległych do osi układu odniesienia. Jest to najprostsza nieprzybliżona postać równania falowego dla falowodu o rozważanej symetrii. Dla układów bardziej symetrycznych niż rozważany można dokonać dalszych uproszczeń równania uzyskując dla niektórych profili współczynnika załamania ścisłe lub przybliżone rozwiązania analityczne [73]. W szczególności dla falowodów planarnych w ośrodku izotropowym uzyskuje się rozwiązania w postaci modów poprzecznych elektrycznych (*transverse electric*, TE) i poprzecznych magnetycznych (*transverse magnetic*, TM), w których odpowiednio pole elektryczne lub magnetyczne posiada zerową składową podłużną.

Omówmy teraz istniejące rozwiązania analityczne dla falowodów o strukturze najbardziej zbliżonej do analizowanego. Falowodami takimi są prostokątne falowody kanałowe, których przekrój został schematycznie przedstawiony na rys. 1.2. Ogólne własności wyników uzyskanych dla falowodów prostokątnych odnoszą się również do modów rozważanego typu falowodów o profilu dyfuzyjnym. Załóżmy dla uproszczenia, że falowód wykonany jest w ośrodku izotropowym o wartościach współczynnika załamania zaznaczonych na rysunku w poszczególnych obszarach. Ponieważ w obrębie każdego z obszarów współczynnik załamania ma stałą wartość, równanie (1.4) upraszcza się w każdym z nich do równania Helmholtza:

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{e}_t(x, y) = 0, \qquad (1.15)$$

przy czym pamiętać należy o zachowaniu warun-

kach ciągłości odpowiednich składowych pól elektrycznego i magnetycznego pomiędzy obszarami. Zagadnienie to zostało po raz pierwszy szczegółowo przeanalizowane przez Marcatilego [78,79]. Ponieważ ścisłe analityczne rozwiązanie zagadnienia falowodu prostokątnego jest niezwykle trudne, Marcatili przyjął uproszczające założenie, że w obszarach narożnych (oznaczonych literą A na rysunku) natężenie pola elektrycznego i magnetycznego jest zerowe. Założenie to jest dobrze spełnione dla modów o większości energii skoncentrowanej w wewnątrz rdzenia, tj. będących daleko od punktu obcięcia.

Używając wspomnianego przybliżenia otrzymuje się dwa zestawy modów, oznaczanych jako E_{lm}^x , gdzie lm są liczbami węzłów funkcji modowej w dwóch prostopadłych kierunkach, dla których odpowiednio składowe e_x i e_y są dominującymi składowymi pola elektrycznego. W ogólności są to mody hybrydowe, o niezerowych obydwu składowych polaryzacyjnych e_x i e_y . Jednakże gdy możliwe jest zastosowanie przybliżenia słabego



Rys. 1.2: Schemat przekroju poprzecznego falowodu prostokątnego. Kolorem szarym oznaczono rdzeń falowodu. Literą *A* oznaczono obszary, w których zakłada się zerowe pole elektryczne i magnetyczne.

prowadzenia modów (ang. weak guiding approximation) mody te stają się spolaryzowane liniowo: dla modów seri
i E^x_{lm} zeruje się składowa e_y ora
z $h_x,$ dla modów serii E^y_{lm} odpowiednio e_x oraz h_y [79]. Rozwiązania te mają matematyczną postać kosinusów w rdzeniu i zaników eksponencjalnych poza rdzeniem, w kierunkach prostopadłych do granicy rdzenia. Warunek słabego prowadzenia modów spełniony jest, gdy stałe propagacji β modów tylko nieznacznie różnią się od wektorów falowych dla objętościowego materiału płaszcza oraz rdzenia. Warunek ten odpowiada niewielkiej, znacznie mniejszej od jedności, różnicy wartości współczynnika załamania pomiedzy płaszczem a rdzeniem. W przypadku rozważanego tutaj falowodu niewielka różnica współczynników załamania występuje pomiędzy rdzeniem falowodu a substratem KTP (poniżej 0,03), natomiast duży skok występuje na granicy rdzeń-powietrze. Z oczywistych fizycznych względów należy się jednak spodziewać, że dolna granica wartości stałych propagacji będzie określona przez współczynnik załamania KTP: $\beta > n_{\rm KTP} k_0$. Fale odpowiadające modom o stałych propagacji poniżej tej wartości ulegałyby całkowitemu wewnętrznemu odbiciu jedynie na granicy rdzeń-powietrze, zaś na pozostałych granicach rdzenia nie byłyby związane. Wniosek stąd, że modom prowadzonym odpowiadają stałe propagacji z zakresu wyznaczonego przez kontrast współczynnika załamania pomiędzy rdzeniem a płaszczem Δn : $(n_{\rm KTP} + \Delta n)k_0 > \beta > n_{\rm KTP}k_0$, tzn. nie różniące się znacznie od stałych propagacji odpowiadającym KTP i rdzeniowi.

Dotychczas pomijaliśmy dwójłomność rozważanego układu. Ponieważ dla izotropowego falowodu prostokątnego w przybliżeniu słabego prowadzenia modów uzyskuje się mody o dobrze określonych polaryzacjach, można się spodziewać, że w falowodzie dwójłomnym o osiach zgodnych z geometrią falowodu składowe o prostopadłych polaryzacjach będą niezależne. Będziemy mieli do czynienia z dwiema grupami modów, o polaryzacji fali zwyczajnej i fali nadzwyczajnej. Należy jednak zauważyć, że mody E^x , E^y falowodu izotropowego nawet w przybliżeniu słabego prowadzenia posiadają niezerową składową podłużną. Obecności tej składowej mogłaby prowadzić do sprzężenia pomiędzy składowymi polaryzacyjnymi odpowiadającymi fali zwyczajnej i nadzwyczajnej. Analiza tego zagadnienia została przeprowadzona w pracy [80], gdzie wykorzystując przybliżenie analogiczne do użytego przez Marcatilego autorzy podają kryterium jakie muszą spełniać elementy tensora podatności elektrycznej ośrodka, by mody E^x i E^y w przybliżeniu słabego prowadzenia miały dobrze określone polaryzacje. Dla rozważanego tu falowodu kryterium to jest dobrze spełnione.

Należy podkreślić, że opisana powyżej analiza przybliżona jest słuszna dla modów dobrze prowadzonych, dla których można przyjąć, że w obszarach narożnych na rys. 1.2 natężenia pole elektrycznego i magnetycznego są zerowe. Dla modów w pobliżu punktu odcięcia znaczna część natężenia propaguje się poza rdzeniem, co powoduje, że warunki brzegowe dla modów otrzymanych metodą Marcatilego nie są w obszarach narożnych spełnione. W związku z tym dokonano szereg udoskonaleń metody Marcatilego m. in. poprzez zastosowanie tzw. metody efektywnego współczynnika załamania [81] lub uwzględniając poprawki od obszarów narożnych za pomocą metody perturbacyjnej [82], jednakże w analizach tych zakładano z góry postać modów o rozseparowanych polaryzacjach.

Efekty sprzężeń pomiędzy polaryzacjami dyskutują w swoich pracach Peng oraz Oliner i współautorzy [83,84]. Wykorzystując metody z analizy falowodów mikrofalowych pokazują oni, że prostokątna geometria falowodu zawsze powoduje sprzęganie modów o polaryzacjach x i y, nawet przy braku dwójłomności. Dokładna wartość tego efektu zależy od specyficznych parametrów falowodu — jego oszacowanie pozostawimy do omówienia wyników obliczeń numerycznych przedstawionych w rozdziale 2.2.1.

Możemy jednak założyć, że przynajmniej dla modów daleko od punktu odcięcia wyniki przybliżone uzyskane metodą Marcatilego są słuszne i mamy do czynienia z modami o dobrze określonych polaryzacjach liniowych. Wtedy struktura anizotropowa o diagonalnym tensorze podatności elektrycznej może być traktowana jako struktura izotropowa o zwyczajnym współczynniku załamania dla modów o polaryzacji zwyczajnej oraz o nadzwyczajnym współczynniku załamania dla modów o polaryzacji nadzwyczajnej, przy czym mody te są określone przez równania postaci (1.15).

Dla modów w pobliżu punktu odciecia możemy spodziewać sie, że skończone rozmiary poprzeczne falowodu spowodują pewną hybrydowość modów; pojawi się niezerowa składowa pola elektrycznego prostopadła do składowej dominującej [83,84]. Załóżmy że mamy do czynienia z falowodem w ośrodku dwójłomnym, dla którego współczynniki załamania płaszcza dla fali spolaryzowanej poziomo i pionowo wynoszą odpowiednio $n_{co,y}$, $n_{co,x}$, przy czym $n_{co,y} < n_{co,x}$, a współczynniki załamania w rdzeniu są dla obu polaryzacji większe o $\Delta n \leq n_{co,x} - n_{co,y}$. Modowi E^y o dominującej polaryzacji poziomej będzie odpowiadał efektywny współczynnik załamania nieznacznie większy od współczynnika załamania płaszcza dla polaryzacji poziomej $n_{co.y.}$ Jednocześnie niewielka składowa tego modu spolaryzowana pionowo na granicy rdzeń-płaszcz "odczuwać" będzie współczynnik załamania płaszcza dla polaryzacji pionowej $n_{co,x}$ o wartości istotnie większej od efektywnego współczynnika załamania dla rozpatrywanego modu. W związku z tym składowa ta nie będzie doznawała całkowitego wewnętrznego odbicia na granicy rdzeń-płaszcz i bedzie w wiekszości wypromieniowywana do płaszcza. Spowoduje to, że rozważany mod będzie modem stratnym, o stratach tym większych, im większy udział pionowej składowej polaryzacyjnej. Mody o stratach tego typu zwane są modami semi-upływowymi (ang. semi-leaky modes) [85], należacymi do szerszej kategorii modów upływowych (ang. leaky modes). Mody upływowe sa to mody stratne, jednakże, w przeciwieństwie do typowych modów radiacyjnych, posiadające określony rozkład poprzeczny natężenia propagujący się wzdłuż falowodu (z jednoczesnymi stratami). Mody te opisywane stałą propagacji o niezerowej części rzeczywistej, opisującej propagację wzdłuż falowodu, i niezerowej części urojonej, opisującej straty [73,75]. Mody upływowe są alternatywnymi do modów radiacyjnych stratnymi rozwiązaniami równania falowego dla większości struktur falowodowych, również izotropowych. Istnieje kilka mechanizmów prowadzących do występowania w falowodach pól opisywanych przez mody upływowe: mogą one m. in. opisywać pola propagujące się tuż poniżej punktu odcięcia lub powstające w wyniku strat spowodowanych geometrią falowodu np. dla niektórych typów falowodów grzbietowych [83,84]. Zalicza się do nich też opisany powyżej w sposób uproszczony mechanizm prowadzący do strat poprzez "wyciekanie" jednej ze składowych polaryzacyjnych w falowodzie dwójłomnym. Ponieważ straty te dotycza jednej tylko składowej, stad nazwa "mody semi-upływowe". Mechanizm strat tego typu jest dobrze znany w literaturze [85–87], m. in. dla falowodów w niobianie litu. Należy zauwazyć, że dla falowodów w KTP brak jest w literaturze systematycznego opracowania na temat własności ich modów poprzecznych, w szczególności istotności omawianego mechanizmu strat. W rozdziale 2 dokonane zostanie zgrubne oszacowanie poziomu strat powodowanego przez opisany mechanizm.

Należy zwrócić uwagę, że powyższe rozważania na temat struktury modów poprzecznych w falowodach prowadzone były dla ustalonej częstości ω pola propagującego się w falowodzie. W przypadku pól niemonochromatycznych należy wykorzystywać funkcje modowe odpowiednie dla wszystkich składowych fourierowskich obecnych w analizowanym sygnale. W ogólności funkcje modowe zależą od częstości, ze względu na dyspersję materiałową ośrodka jak i zmianę stosunku długości fali do wymiarów struktury falowodowej. Oznacza to, że zależność dyspersyjną dla efektywnego współczynnik załamania danego modu poprzecznego $n_{\text{eff}}^{(j)}(\omega)$ możemy podzielić na wkład od dyspersji ośrodka tworzącego płaszcz $n_{\text{co}}(\omega)$ oraz tzw. wkład geometryczny pochodzący od struktury modowej pola w falowodzie: Jedynie dla niewielkich zakresów częstości możliwe jest przyjęcie założenia o niezależności funkcji modowych od częstości i wykorzystywanie jednakowych funkcji dla wszystkich składowych fourierowskich sygnału. Dla nieco szerszych zakresów częstości można przyjąć niezależność od częstości przyczynku geometrycznego $\Delta n_{\rm geom}^{(j)}$.

Na zakończenie tej części trzeba podkreślić, że powyższe rozważania prowadzone były przy założeniu ośrodka bezstratnego. W przypadku, gdy straty w ośrodku są niewielkie, ich obecność nie zaburza struktury modowej falowodu [73].

1.3 Mieszanie trzech fal i quasi-dopasowanie fazowe

Przejdźmy teraz do omówienia procesów mieszania trzech fal w falowodach, w tym do szczegółowego omówienia kluczowego dla tej pracy zagadnienia dopasowania fazowego w procesach nieliniowych drugiego rzędu.

Optyczne procesy nieliniowe zachodzą dla natężeń światła, dla których zależność polaryzacji dielektrycznej P od natężenia pola elektrycznego wykracza poza zakres liniowy. Zależność tę można rozwinąć w szereg względem natężenia pola elektrycznego E:

$$P(t) = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots)$$
(1.17)

W wyrażeniu tym $\chi^{(1)}$ jest liniową podatnością elektryczną ośrodka dielektrycznego, a $\chi^{(2)}$ oraz $\chi^{(3)}$ są podatnościami nieliniowymi odpowiednio drugiego i trzeciego rzędu. Należy zaznaczyć, że niezerowe wartości $\chi^{(2)}$ występują wyłącznie w ośrodkach o strukturze niecentrosymetrycznej. Dla ośrodków posiadających środek symetrii, w tym dla ośrodków izotropowych, pierwszym niezerowym nieliniowym współczynnikiem rozwinięcia jest podatność trzeciego rzędu [56].

W tej pracy rozpatrywanym ośrodkiem nieliniowym jest anizotropowy kryształ KTP, w którym, przy stosowanych w eksperymentach opisanych w dalszej części pracy natężeniach światła, znaczenie mają wyłącznie procesy drugiego rzędu. W związku z tym pominę wyższe człony rozwinięcia (1.17).

W wyniku oddziaływania fal elektromagnetycznych o częstościach ω_1 i ω_2 w ośrodku z nieliniowością drugiego rzędu mogą powstać fale o częstościach odpowiadających drugim harmonicznym każdej z częstości, ich sumie i różnicy. Ze względu na konieczność spełnienia warunku dopasowania fazowego najczęściej w wyniku oddziaływania nieliniowego generowana jest fala odpowiadającej tylko jednej z powyższych możliwości. Ponieważ jest to trzecia fala biorąca udział w oddziaływaniu, procesy nieliniowe drugiego rzędu nazywa się procesami mieszana trzech fal (ang. *three wave mixing*). Pierwszą eksperymentalną obserwacją procesu nieliniowego tego typu była generacja drugiej harmonicznej promieniowania lasera rubidowego w krysztale kwarcu w roku 1961 [88].

Wartość podatności nieliniowej $\chi^{(2)}$ może zależeć (i w ogólności zależy) od polaryzacji trzech oddziałujących fal oraz ich kierunków propagacji względem kierunków krystalograficznych ośrodka. W związku z powyższym jest ona wielkością tensorową. W przypadku częstości oddziałującego promieniowania odległych od częstości rezonansowych ośrodka, wartość podatności nieliniowej jest niezależna od częstości, wskutek czego opisujący ją tensor opisywany jest za pomocą co najwyżej 10 niezależnych wyrazów [89]. W zależności od symetrii ośrodka liczba niezależnych wyrazów może być zmniejszona [56]. W literaturze przyjęte jest posługiwanie jest tensorem o wartościach równych połowie odpowiednich podatności nieliniowych $\chi^{(2)}$, zwanym tensorem współczynnika nieliniowego \hat{d} . Dla ustalonych polaryzacji i kierunków propagacji oddziałujących fal możliwe jest wyznaczenie wielkości skalarnej opisującej wielkość oddziaływania nieliniowego, zwaną efektywnym współczynnikiem nieliniowym d_{eff} . Wartość polaryzacji nieliniowej drugiego rzędu P_{NL} można wtedy zapisać jako:

$$\mathbf{P}_{\rm NL}(\mathbf{r},t) = 4d_{\rm eff}\varepsilon_0 \mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t),\tag{1.18}$$

gdzie $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t)$ są natężeniami pola elektrycznego dla odpowiednich składowych polaryzacyjnych oddziałujących pól, a dodatkowy czynnik 2 pojawia się, ponieważ uwzględniamy dwie równoważne permutacje kolejności pól \mathbf{E}_1 i \mathbf{E}_2 .

Przyjmując związek materiałowy jako $\mathbf{D} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E} + \mathbf{P}_{\text{NL}}$, gdzie $\hat{\varepsilon}$ jest tensorem przenikalności elektrycznej pierwszego rzędu ośrodka i przekształcając we właściwy sposób równania Maxwella otrzymuje się nieliniowe równanie falowe z członem źródłowym:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\hat{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\rm NL}}{\partial t^2}.$$
 (1.19)

1.3.1 Dopasowanie fazowe

Aby omówić zagadnienie dopasowania i quasi-dopasowania fazowego nie zagłębiając się jednocześnie w szczegóły związane z propagacją światła w falowodzie, rozpocznę od analizy nieliniowego procesu sumowania częstości w przybliżeniu quasi-monochromatycznych fal płaskich. Realistyczny przypadek oddziaływania nieliniowego w falowodzie omówię w dalszej części tego rozdziału.

W procesie sumowania częstości, w wyniku oddziaływania fal o częstości ω_1 oraz ω_2 , w ośrodku nieliniowym może powstać fala o częstości sumarycznej $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Zakładamy, że fale propagują się wzdłuż osi z w ośrodku nieliniowym rozciągającym się od z = 0 do z = L. Zakładając, że każda z fal jest spolaryzowana liniowo, możemy przyjąć, że ich oddziaływanie nieliniowe opisuje odpowiedni efektywny współczynnik nieliniowości d_{eff} .

Wykorzystując wspomniane przybliżenie fal quasi-monochromatycznych możemy zapisać oddziałujące pola elektryczne w postaci iloczynu wolnozmiennej obwiedni amplitudowej A(z) i czynnika oscylującego z częstością optyczną [56]:

$$E_i(z,t) = A_i(z) \exp(i\omega_i t - k_i z) + \text{c.c.}, \qquad (1.20)$$

gdzie $i = 1,2,3, k_i = \omega_i n_i/c, n_i$ jest wartością współczynnika załamania ośrodka nieliniowego dla *i*-tego pola, a c.c. reprezentuje człony sprzężone zespolone. Po podstawieniu powyższych wyrażeń do nieliniowego równania falowego (1.19), dokonaniu przybliżenia wolnozmiennej obwiedni poprzez pominięcie drugiej pochodnej wielkości A(z), otrzymuje się jedno z tzw. sprzężonych równań amplitudowych:

$$\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z} \approx \frac{4d_{\mathrm{eff}}\omega_3 i}{k_3 c^2} A_1 A_2 \mathrm{e}^{i\Delta kz},\tag{1.21}$$

gdzie wielkość Δk , zwana niedopasowaniem wektorów falowych, dana jest przez $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$. Całkując powyższe równanie w granicach od 0 do $z \leq L$ przy założeniu, że generacja sumy częstości nie zubaża pompy, tj. $A_{\{1,2\}}(z) = \text{const.}$, otrzymujemy następujące wyrażenie na zależność wolnozmiennej obwiedni A_3 od położenia w ośrodku nieliniowym:

$$A_3(z) \propto d_{\text{eff}} A_1 A_2 \left(\frac{1 - e^{i\Delta kz}}{\Delta k}\right).$$
 (1.22)

Po obliczeniu kwadratu modułu powyższego wyrażenia uzyskujemy wyrażenie opisujące zależność natężenia sumy częstości od położenia:

$$I_3(z) \propto 4d_{\rm eff} I_1 I_2 \frac{\sin^2(\Delta k z/2)}{(\Delta k)^2} = d_{\rm eff} I_1 I_2 z^2 {\rm sinc}^2(\Delta k z/2), \qquad (1.23)$$

gdzie $\operatorname{sin}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$. Gdy spełniony jest warunek dopasowania fazowego oddziałujących pól ($\Delta k = 0$), opisuje ono kwadratowy wzrost natężenia wraz z położeniem (rys. 1.3), do momentu gdy założenie o niezmienionej mocy pompy przestaje być spełnione. Spełnienie warunku dopasowania fazowego powoduje, że w całej długości ośrodka nieliniowego faza polaryzacji nieliniowej wytwarzanej przez fale 1 i 2 jest zgodna z fazą generowanego pola sumy częstości. Dzięki temu przyczynki do pola sumy częstości wytwarzane w różnych położeniach w ośrodku nieliniowym interferują konstruktywnie, co skutkuje wzmacnianiem pola sumy częstości w trakcie propagacji wzdłuż ośrodka nieliniowego.

W przypadku braku dopasowania fazowego natężenie sumy częstości oscyluje z niewielką amplitudą z okresem przestrzennym $2\pi\Delta k$ (rys. 1.3). W tej sytuacji różnica faz generowanej fali sumy częstości oraz polaryzacji nieliniowej oscyluje wokół zera w trakcie propagacji w ośrodku nieliniowym, co prowadzi naprzemiennie do konstruktywnej i destruktywnej interferencji nowych przyczynków do fali sumy częstości z dotych czas wytworzonymi. Ostateczne natężenie sumy częstości na wyjściu z ośrodka nieliniowego jest niewielkie.

Pierwsza w historii obserwacja procesu nieliniowego — generacji drugiej harmonicznej w krysztale kwarcu w roku 1961 [88] — została dokonana przy braku dobrego dopasowania fazowego, co skutkowało niewielką mocą zarejestrowanego promieniowania. Konieczność zapewnienia dopasowania fazowego w celu osiągnięcia znaczącej wydajności procesów nieliniowych została dostrzeżona i zrealizowana eksperymentalnie jeszcze w tym samym roku przez Makera i współautorów [90]. Wykorzystano w tym celu najpowszechniej stosowaną metodę zapewnienia dopasowania fazowego z wykorzystaniem dwójłomności.

Zapewnienie dopasowania fazowego dla procesów mieszania trzech fal w izotropowych materiałach o dyspersji normalnej jest niemożliwe, ponieważ dla takich materiałów wartość sumy wektorów falowych dwóch fal o mniejszej częstości będzie zawsze mniejsza niż wartość wektora falowego fali o największej częstości. W związku z tym dla zapewnienia dopasowania fazowego typowo stosuje się materiały dwójłomne, w których jedno lub dwa z oddziałujących pól propagują się jako fala zwyczajna, a pozostałe jako nadzwyczajna. W przypadku sumowania częstości w materiałach objętościowych, gdy oba pola pompujące mają polaryzację fali zwyczajnej, a pole sumy częstości — nadzwyczajnej, mówimy o dopasowaniu falowym I typu; gdy jedno z pól pompy ma polaryzację fali zwyczajnej, a drugie pole pompy oraz pole sumy częstości — nadzwyczajnej, mówimy o dopasowaniu fazowym II typu.

W przypadkach gdy zapewnienie dopasowania fazowego za pomocą dwójłomności nie jest możliwe — co jest częstym przypadkiem dla oddziaływań nieliniowych w falowodach, ze względu na m. in. na brak możliwości zmieniania kąta pomiędzy osią optyczną ośrodka a kierunkiem propagacji światła — wykorzystuje się inne metody [47]. Jedną z nich jest tzw. quasi-dopasowanie fazowe [56,91].

1.3.2 Quasi-dopasowanie fazowe

Powróćmy do zależności (1.23), opisującej przy braku dopasowania fazowego oscylacje natężenia pola sumy częstości wzdłuż kierunku propagacji w ośrodku nieliniowym z okresem przestrzennym $2\pi\Delta k$. Aby zapobiec zmniejszaniu natężenia sumy częstości z odpowiednim okresem przestrzennym zmienia się znak współczynnika nieliniowości d_{eff} ośrodka — tak, by w momencie, gdy fazy generowanego pola i polaryzacji nieliniowej zaczynają być przeciwne, zmienić fazę polaryzacji nieliniowej o π . Zmiany znaku dokonuje się co połowę okresu oscylacji przestrzennych, poczynając od pierwszego maksimum dla przypadku niedopasowanego fazowo (por. rys. 1.3). W praktyce efekt ten uzyskuje się poprzez wytworzenie w ośrodku nieliniowym tzw. domen nieliniowych o przeciwnych orientacjach,



Rys. 1.3: Ewolucja amplitudy sumy częstości w trakcie propagacji w ośrodku nieliniowym. Brak dopasowania fazowego (dla niedopasowania fazowego $\Delta k = 0.84 \ \mu m^{-1}$, odpowiadającego niedopasowaniu dla jednej z próbek używanych w dalszej części pracy) — kolor czarny; quasi-dopasowanie fazowe — czerwony, pełne dopasowanie fazowe — niebieski. Zaznaczono również granice domen nieliniowych stosowane w przypadku wykorzystywania quasi-dopasowania fazowego, wraz ze znakami współczynnika nieliniowości.

czyli o na przemian przeciwnych znakach współczynnika nieliniowości.

Aby wykazać, że zabieg ten rzeczywiście prowadzi do wzmacniania pola sumy częstości, zapiszmy wspomnianą zależność współczynnika nieliniowości od położenia jako [56]:

$$d(z) = d_{\text{eff}} \operatorname{sign}[\cos(2\pi z/\Lambda)] = d_{\text{eff}} \sum_{M=-\infty}^{M=+\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{M\pi}{2}\right) e^{-iq_M z}, \ M \neq 0,$$
(1.24)

gdzie Λ jest okresem przestrzennej modulacji. Zależność d(z) przedstawiono w postaci transformaty Fouriera, wprowadzając oznaczenie $q_M = 2\pi M/\Lambda$; wielkość q_M można interpretować jako efektywny wektor falowy odpowiadający modulacjom przestrzennym.

Wprowadzając powyższą zależność w miejsce efektywnego współczynnika nieliniowości do równania (1.21) otrzymujemy:

$$\frac{\mathrm{d}A_3}{\mathrm{d}z} = \frac{4d_{\mathrm{eff}}\omega_3 i}{k_3 c^2} A_1 A_2 \sum_{M=-\infty}^{M=+\infty} \mathrm{sinc}\left(\frac{M\pi}{2}\right) \mathrm{e}^{-iq_M z} \mathrm{e}^{i\Delta k z},\tag{1.25}$$

Łatwo zauważyć, że prawa strona powyższego równania jest sumą członów postaci prawej strony równania (1.21), gdzie Δk należy zastąpić przez $\Delta k_{Q_M} = \Delta k - q_M$, a d_{eff} przez $d_{\text{eff}} \operatorname{sinc}(M\pi/2)$. Dokonując całkowania przy analogicznych założeniach jak poprzednio znajdujemy, że amplituda wolnozmiennej obwiedni A_3 będzie sumą przyczynków pochodzących od kolejnych rzędów quasi-dopasowania fazowego M:

$$A_3(z) \propto d_{\text{eff}} A_1 A_2 \sum_{M=-\infty}^{M=+\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{M\pi}{2}\right) \left(\frac{1 - e^{i\Delta k_{Q_M} z}}{\Delta k_{Q_M}}\right).$$
(1.26)

Wynikającą z powyższego wyrażenia zależność części rzeczywistej A_3 dla pierwszego rzędu quasi-dopasowania fazowego, tj. dla Λ dobranego tak, że $q_1 = \Delta k$, przedstawiono na rys. 1.3. Widoczny jest dominujący wkład członu odpowiadającego M = 1, dający, analogicznie jak dla zwykłego dopasowania fazowego, liniowy wzrost A_3 wraz z położeniem, jednakże o nachyleniu stanowiącym $2/\pi$ nachylenia dla zwykłego dopasowania. Niewielkie przyczynki od wyższych rzędów dopasowania fazowego odpowiedzialne są za nieznaczne oscylacje nakładające się na zależność liniową. Warto zauważyć, że dla równych rozmiarów domen o dodatniej i ujemnej wartości współczynnika nieliniowości przyczynki od parzystych rzędów dopasowania fazowego są tożsamościowo równe zeru; jednakże dla asymetrycznych domen nieliniowych, opisanych zależnościami bardziej złożonymi niż (1.24), możliwe jest pojawienie się niezerowych przyczynków również dla M parzystego [92,93].

Dla ustalonej długości ośrodka nieliniowego z = L z zależności natężenia promieniowania generowanego w procesie nieliniowym — w rozważanym przypadku promieniowania sumy częstości — od różnicy wektorów falowych Δk wynika szerokość widmowa warunku dopasowania fazowego. Zależność ta dana jest przez (1.23), tj. ma postać funkcji $\operatorname{sinc}^2[\Delta k(\omega)L/2]$.

Nieregularności w strukturze modulacji przestrzennej w przypadku quasi-dopasowania fazowego powodują pojawienie się dodatkowych częstości przestrzennych, co przy ich istotnym udziale może prowadzić do zwiększenia szerokości widmowej warunku dopasowania fazowego. Gdy nieregularności te wprowadzane są w sposób kontrolowany mamy do czynienia z tzw. nierównomiernym quasi-dopasowaniem fazowym (ang. *chirped quasi phase matching*) [92,94–97].

Ponieważ niniejsza praca nie jest poświęcona metodom wytwarzania próbek z periodyczną inwersją domen nieliniowych, jedynie w dużym skrócie opiszę metody wprowadzania inwersji domen w ośrodku nieliniowym. Obecnie najpowszechniej wykorzystywaną metodą jest metoda inwersji wykorzystująca ferroelektryczność materiałów nieliniowych. Na powierzchni materiału nieliniowego wytwarza się siatkę elektrod (najczęściej metodami fotolitograficznymi) z okresem odpowiadającym pożądanemu okresowi przestrzennemu modulacji. W wyniku przyłożenia do elektrod napięcia wytwarzającego pole elektryczne o natężeniu przewyższającym natężenie koercji dla materiału (dla KTP jest to ok. 2 kV/mm, o rząd wielkości mniej niż dla niobianu litu), uzyskuje się odwrócenie domen ferroelektrycznych, skutkujące zmianą znaku podatności nieliniowej. Pierwsza struktura o periodycznej inwersji domen uzyskana została tą metodą w roku 1993 w niobianie litu [98]. Niedługo później uzyskano pierwsze struktury w objętościowych kryształach KTP [99,100]. Wcześniej uzyskiwano periodyczną inwersję domen w próbkach KTP m. in. metodą wymiany jonowej [50] oraz skanowania wiązką elektronów [101].

Podsumowując, quasi-dopasowanie fazowe umożliwia wydajną realizację procesów nieliniowych drugiego rzędu w ośrodkach, dla długości fali i dla polaryzacji, dla których niemożliwe jest uzyskanie dopasowania fazowego z wykorzystaniem dwójłomności, w szczególności w konfiguracji współliniowej. Długość fali, dla której spełniony jest warunek quasidopasowania fazowego może być wybrana przez zastosowanie odpowiedniego okresu modulacji przestrzennej Λ i może być strojona temperaturowo [102]. Efektywny współczynnik nieliniowości zmniejsza się 2/($M\pi$)-krotnie w wyniku wykorzystania quasi-dopasowania fazowego M-tego rzędu. W przypadku quasi-dopasowania fazowego pierwszego rzędu oznacza to efektywną nieliniowość równą 2/ $\pi = 0,64$ nieliniowości wyjściowej. Jednakże często wyłącznie dzięki wykorzystaniu quasi-dopasowania fazowego możliwa jest realizacja procesu nieliniowego w konfiguracji pozwalającej na wykorzystanie maksymalnych wartości tensora podatności nieliniowej, niedostępnych w przypadku stosowania dopasowania fazowego opartego na dwójłomności.

1.3.3 Procesy nieliniowe w falowodzie

W tym podrozdziale omówię proces sumowania częstości w falowodach dla pól niemonochromatycznych. W poniższym wyprowadzeniu warunku dopasowania fazowego dla procesu sumowania częstości w wielomodowym falowodzie nieliniowym połączę wyniki analizy procesów nieliniowych w falowodzie dla pól monochromatycznych [103,104] z analizą dla pól niemonochromatycznych [105] wykorzystującą fale płaskie.

W podrozdziale 1.2.2 zaznaczyliśmy, że mody poprzeczne analizowanej struktury falowodowej w ogólności należy opisywać wektorowymi funkcjami modowymi pola elektrycznego $\mathbf{e}^{(j)}(x,y;\omega)$, w szczególności mogącymi posiadać niezerowe składowe polaryzacji w obu kierunkach poprzecznych (x, y) oraz w kierunku podłużnym. Możemy jednak się spodziewać, że warunek dopasowania fazowego w połączeniu ze znaczną dwójłomnością falowodu spowoduje, iż istotny wkład do procesów nieliniowych będzie dawać tylko jedna ze składowych polaryzacyjnych [76]. W związku z tym w dalszej części tego podrozdziału wektorową funkcję modową przybliżymy za pomocą funkcji skalarnej $u^{(j)}(x,y)$ odpowiadającej dominującej składowej polaryzacyjnej, analogicznie jak w równaniu (1.12), z zastrzeżeniem, że znak równości należy zastąpić w nim znakiem równości przybliżonej. Założymy również, że funkcje $u^{(j)}(x,y)$, gdzie j przebiega dyskretne wartości indeksów poszczególnych modów, są ortonormalne (por. (1.13)). Należy jednak zaznaczyć, że gdy funkcje skalarne są jedynie przybliżeniem rzeczywistych wektorowych funkcji modowych, warunki ortonormalności dla funkcji skalarnych nie są w ogólności spełnione ściśle. Analiza dla pełnej wektorowej postaci pól zwarta jest w pracy [95].

Rozważmy proces sumowania częstości pól $\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t)$, $\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t)$ w falowodzie o efektywnym współczynniku nieliniowości d_{eff} , w którym powstaje pole sumy częstości $\mathbf{E}_3(\mathbf{r},t)$. Założymy, że rozważamy proces drugiego typu, w którym pola 1 i 2 mają prostopadłe polaryzacje H i V.

Zapiszmy pola w postaci transformaty Fouriera ich amplitud spektralnych $\mathcal{E}_i(\mathbf{r}, \omega)$:

$$E_i(\mathbf{r},t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_i(\mathbf{r},\omega) \,\mathrm{e}^{-i\omega t} \,\mathrm{d}\omega + \mathrm{c.c.}, \ i = 1,2,3,$$
(1.27)

przy czym założymy, że $\mathcal{E}_i(\mathbf{r}, \omega)$ opisują pola wąskopasmowe wokół częstości centralnej Ω_i , oraz, ponieważ rozważamy sumowanie częstości, że $\Omega_3 = \Omega_2 + \Omega_1$.

Podstawiając natężenia pola elektrycznego postaci (1.27) do wyrażenia na nieliniową polaryzację dielektryczną (1.17) możemy wypisać postać składowej polaryzacji nieliniowej o częstościach bliskich Ω_3 .

$$P_{\rm NL}(\mathbf{r},t) = 4d_{\rm eff}\varepsilon_0 \int d\omega_1 \int d\omega_2 \,\mathcal{E}_1(\mathbf{r},\omega_1)\mathcal{E}_2(\mathbf{r},\omega_2) \,\mathrm{e}^{-i(\omega_1+\omega_2)t}.$$
 (1.28)

W ogólności w wyrażeniu na polaryzację nieliniową będą występowały również składniki oscylujące z częstościami bliskimi $2\Omega_1$ i $2\Omega_2$, odpowiadające drugim harmonicznym odpowiednich pól. Pomijam je, ponieważ zakładam, że dopasowanie fazowe dla generacji drugich harmonicznych nie będzie spełnione jednocześnie z dopasowaniem fazowym dla procesu sumowania częstości.

Ponieważ mamy do czynienia z polami niemonochromatycznymi, aby rozwiązać nieliniowe równanie falowe (1.19) dla pola sumy częstości E_3 , wypiszmy je wykorzystując transformaty Fouriera wielkości oscylujących z częstościami optycznymi:

$$\nabla^2 \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) - \frac{\varepsilon(\omega_3)\omega_3^2}{c^2} \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) = \frac{\omega_3}{\varepsilon_0 c^2} \mathcal{P}_{\rm NL}(\mathbf{r},\omega_3), \qquad (1.29)$$

gdzie skalarna przenikalność elektryczna ϵ odpowiada ustalonym polaryzacjom oddziałujących pól (ponieważ założyliśmy, że składowe o innych polaryzacjach będą niedopasowane fazowo). Wielkość $\mathcal{P}_{NL}(\mathbf{r}, \omega_3)$ jest transformatą Fouriera polaryzacji nieliniowej danej przez

(1.28):

$$\mathcal{P}_{\rm NL}(\mathbf{r},\omega_3) = 4d_{\rm eff}\varepsilon_0 \int dt \int d\omega_1 \int d\omega_2 \,\mathcal{E}_1(\mathbf{r},\omega_1)\mathcal{E}_2(\mathbf{r},\omega_2) \,\mathrm{e}^{i[\omega_3 - (\omega_1 + \omega_2)]t} \tag{1.30}$$

$$= 4d_{\text{eff}}\varepsilon_0 \int d\omega_1 \mathcal{E}_1(\mathbf{r},\omega_1) \mathcal{E}_2(\mathbf{r},\omega_3-\omega_1), \qquad (1.31)$$

gdzie skorzystano z delty Diraca powstającej w wyniku całkowania po czasie aby wykonać całkowanie po częstości ω_2 . W ten sposób pozostały tylko wyrazy spełniające warunek zachowania energii w procesie sumowania częstości: $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

Zajmijmy się teraz prawą stroną równania (1.29). Korzystając z rozkładu (1.7) zapiszmy zależność przestrzenną pól E_i jako sumę wkładów od poszczególnych modów poprzecznych falowodu:

$$\mathcal{E}_i(\mathbf{r},\omega) = \sum_l u_i^{(l)}(x,y) A_i^{(l)}(z,\omega) \,\mathrm{e}^{i\beta_i^{(l)}(\omega)z},\tag{1.32}$$

gdzie $A_i^{(l)}$ jest wolnozmienną przestrzennie amplitudą składowej *i*-tego pola w *l*-tym modzie poprzecznym, a $\beta_i^{(l)}$ odpowiadającą temu modowi stałą propagacji. Należy zwrócić uwagę, że pominięto zależność funkcji modowych od częstości i polaryzacji. Wynika to z założenia, że rozważamy pola na tyle wąskopasmowe, że w zakresie częstości (dla jednego pola) funkcje modowe pozostają niezmienne. W miejsce zależności od częstości i polaryzacji wprowadzono trzy niezależne zbiory funkcji modowych dla trzech rozważanych pól: $\{u_1^{(l)}(x,y)\}, \{u_2^{(m)}(x,y)\}, \{u_3^{(n)}(x,y)\}.$

Rozbijmy laplasjan po prawej stronie równania (1.29) na część poprzeczną i podłużną; pierwszy wyraz ma wtedy postać:

$$\nabla^2 \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) = \nabla_t^2 \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3).$$
(1.33)

Przy wykonywaniu pochodnej po z, analogicznie jak przy wyprowadzaniu (1.21), zaniedbujemy drugą pochodną, korzystając z założenia o wolnej zmienności amplitud $A_3^{(n)}(z)$, i otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) \approx \sum_n \left[2i\beta_3^{(n)} \frac{\partial A_3^{(n)}(z,\omega_3)}{\partial z} - \left(\beta_3^{(n)}\right)^2 A_3^{(n)}(z,\omega_3) \right] u_3^{(n)}(x,y) \mathrm{e}^{i\beta_3^{(n)}(\omega_3)z}.$$
 (1.34)

Do obliczenia pochodnych poprzecznych wykorzystujemy fakt, że $\{u_3^{(n)}(x,y)\}$ są funkcjami modowymi falowodu, a co za tym idzie spełniają równanie Helmholtza (1.15):

$$\nabla_t^2 u_3^{(n)}(x,y) = \left[\left(\beta_3^{(n)} \right)^2 - \frac{\omega_3^2 \varepsilon}{c^2} \right] u_3^{(n)}(x,y).$$
(1.35)

Stąd

$$\nabla_t^2 \mathcal{E}_3(\mathbf{r},\omega_3) = \sum_n \left[\left(\beta_3^{(n)} \right)^2 - \frac{\omega_3^2 \varepsilon}{c^2} \right] A_3^{(n)}(z,\omega_3) \, u_3^{(n)}(x,y) \, \mathrm{e}^{i\beta_3^{(n)}(\omega_3)z}. \tag{1.36}$$

Wstawiając (1.36) oraz (1.34) do (1.33), a następnie do równania falowego (1.29) widzimy, że upraszczają się wszystkie człony prawej strony równania, poza członem zawierającym pochodną amplitudy. Uwzględniając zależność polaryzacji nieliniowej (1.30) od położenia możemy zapisać:

$$\sum_{n} \frac{\mathrm{d}A_{3}^{(n)}(z,\omega_{3})L}{\mathrm{d}z} u_{3}^{(n)} = \\ = \frac{2d_{\mathrm{eff}}\omega_{3}}{i\beta_{3}^{(n)}c^{2}} \sum_{l,m} u_{1}^{(l)} u_{2}^{(m)} \int \mathrm{d}\omega_{1}A_{1}^{(l)}(\omega_{1})A_{2}^{(m)}(\omega_{3}-\omega_{1}) \,\mathrm{e}^{i\Delta k_{lmn}(\omega_{1},\omega_{3})z}, \qquad (1.37)$$

gdzie dla zwiększenia czytelności nie wypisano zależności funkcji modowych od współrzędnych poprzecznych. Przyjęto również założenie o niezubażaniu pól pompujących, w związku z czym amplitudy A_1 i A_2 stały się niezależne od z. Za pomocą $\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3)$ oznaczono niedopasowanie fazowe dla trójki modów poprzecznych (l,m,n):

$$\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3) = \beta_1^{(l)}(\omega_1) + \beta_2^{(m)}(\omega_3 - \omega_1) - \beta_3^{(n)}(\omega_3).$$
(1.38)

Równanie (1.37) opisuje ewolucję amplitud wszystkich modów pola sumy częstości w trakcie propagacji wzdłuż falowodu. Aby otrzymać równanie opisujące ewolucję wybranego modu poprzecznego pola sumy częstości o indeksie n', pomnóżmy obie strony równania prze funkcję modową $u_3^{(n')*}(x,y)$ (gdzie gwiazdka oznacza sprzężenie zespolone), a następnie wycałkujmy obie strony po poprzecznych współrzędnych przestrzennych. Korzystając z ortonormalności funkcji modowych uzyskujemy:

$$\frac{\mathrm{d}A_3^{(n')}(z,\omega_3)}{\mathrm{d}z} = \frac{2d_{\mathrm{eff}}\omega_3}{i\beta_3^{(n')}c^2} \sum_{l,m} S_{lmn'} \int \mathrm{d}\omega_1 A_1^{(l)}(\omega_1) A_2^{(m)}(\omega_3 - \omega_1) \,\mathrm{e}^{i\Delta k_{lmn'}(\omega_1,\omega_3)z},\qquad(1.39)$$

gdzie $S_{lmn'}$ jest całką przekrywania się trójki modów poprzecznych:

$$S_{lmn'} = \int_{A_{\infty}} \mathrm{d}x \,\mathrm{d}y \, u_1^{(l)}(x,y) \, u_2^{(m)}(x,y) \, u_3^{(n')*}(x,y). \tag{1.40}$$

Dokonajmy całkowania po z w granicach od 0 (początek falowodu) do L (długość falowodu), opuszczając dla uproszczenia zapisu prim przy indeksie n. Otrzymujemy:

$$A_{3}^{(n)}(L,\omega_{3}) =$$

$$= \frac{2d_{\text{eff}}\omega_{3}}{\beta_{3}^{(n)}c^{2}} \sum_{l,m} \int d\omega_{1}A_{1}^{(l)}(\omega_{1})A_{2}^{(m)}(\omega_{3}-\omega_{1})e^{i\Delta k_{lmn}(\omega_{1},\omega_{3})L/2}\Phi_{lmn}(\omega_{1},\omega_{3}-\omega_{1}),$$
(1.41)

gdzie za pomocą Φ_{lmn} oznaczyliśmy funkcję dopasowania fazowego dla trójki modów (l,m,n):

$$\Phi_{lmn}(\omega_1, \omega_3 - \omega_1) = S_{lmn}\operatorname{sinc}(\Delta k_{lmn}(\omega_1, \omega_3)L/2)$$
(1.42)

oraz skorzystaliśmy z

. .

$$\frac{\mathrm{e}^{i\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3)L}-1}{i\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3)} = i\mathrm{e}^{i\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3)L/2}\operatorname{sinc}(\Delta k_{lmn}(\omega_1,\omega_3)L/2).$$

Jest to najbardziej ogólne wyrażenie opisujące oddziaływanie nieliniowe wielomodowych szerokopasmowych pól w falowodzie. Jego szczegółowe omówienie pozostawimy do rozdziału 3. Tutaj zauważmy jedynie, że amplituda pola sumy częstości w modzie poprzecznym n jest sumą przyczynków pochodzących z oddziaływania nieliniowego różnych par modów poprzecznych pól 1 i 2. Wkład każdego z tych przyczynków określony jest przez funkcję dopasowania fazowego Φ_{lmn} , zawierającą warunek dopasowania fazowego Δk_{lmn} dla trójki modów poprzecznych (dwóch modów pól 1 i 2 oraz wynikowego modu pola sumy częstości) oraz całkę przekrywania trójki oddziałujących modów S_{lmn} . Częstość, dla której spełniony jest warunek dopasowania fazowego $\Delta k_{lmn} = 0$ będzie różna dla różnych trójek rozważanych modów. Jest to skutek różnic geometrycznych poprawek do współczynnika załamania (1.16) pomiędzy poszczególnymi modami. Efekt zależności warunku dopasowania fazowego od modów poprzecznych był często wykorzystywany do zapewnienia dopasowania fazowego dla falowodowych procesów nieliniowych $\chi^{(2)}$ przed opracowaniem technologii wytwarzania periodycznej inwersji domen nieliniowych pozwalającej na wykorzystanie quasi-dopasowania fazowego [46, 106, 107]. Warto zauważyć, że do trójki modów nie muszą należeć wyłącznie mody prowadzone. W szczególności pole sumy częstości może być opisywane przez mody radiacyjne i być emitowane w postaci wiązki opuszczającej rdzeń falowodu pod kątem wynikającym z warunku dopasowania fazowego [108]. Promieniowanie takie jest szczególnym typem promieniowania Czerenkowa, gdyż analogicznie do promieniowania naładowanej cząstki poruszającej się z prędkością większą od prędkości fazowej światła w ośrodku, tutaj, w warunkach, w których to promieniowanie powstaje, prędkość fazowa polaryzacji nieliniowej przewyższa prędkość fazową pola sumy częstości w płaszczu falowodu. Tematem tej pracy są mody prowadzone w falowodzie, w związku z czym w dalszej dyskusji nie będę rozważał promieniowania Czerenkowa.

W powyższej analizie nie uwzględniono quasi-dopasowania fazowego. W przypadku inwersji domen nieliniowych wprowadzanej w sposób nie zmieniający wymiarów poprzecznych falowodu możemy w dalszym ciągu stosować formalizm modów poprzecznych, przy czym mody zachowują się tak, jak dla falowodu o własnościach uśrednionych po poszczególnych domenach [109,110]. W związku z tym oraz z postacią matematyczną sprzężonych równań amplitudowych analizę przeprowadzoną w części 1.3.2 można w sposób całkowicie analogiczny zastosować do powyższego wyprowadzenia. Wnioski są takie same jak w części 1.3.2: dla ustalonego rzędu dopasowania fazowego M współczynnik nieliniowości należy zmniejszyć sinc $(M\pi/2)$ krotnie, a niedopasowanie fazowe Δk_{lmn} (1.38) zastąpić przez:

$$\Delta k'_{lmn}(\omega_1,\omega_2) = \beta_1^{(l)}(\omega_1) + \beta_2^{(m)}(\omega_2) - \beta_3^{(n)}(\omega_1 + \omega_2) + \frac{2\pi M}{\Lambda}, \quad (1.43)$$

gdzie Λ jest okresem przestrzennym inwersji domen nieliniowych.

1.4 Fluorescencja parametryczna

Po omówieniu procesu sumowania częstości, w którym, w obrazie korpuskularnym, dwa fotony o mniejszej energii łączą się w ośrodku nieliniowym w foton o energii większej, przejdę do przedstawienia opisu procesu fluorescencji parametrycznej. Jest to proces odwrotny do procesu sumowania częstości: w wyniku oddziaływania nieliniowego $\chi^{(2)}$ foton o energii większej rozpada się na parę fotonów o mniejszych energiach.

1.4.1 Historia

Proces fluorescencji parametrycznej został przewidziany teoretycznie przez W. H. Louisella, A. Yariva oraz A. E. Siegmana w 1961 r. [111]. Przewidywania te potwierdziły wkrótce kolejne prace teoretyczne: [112,113]. Opis pierwszej doświadczalnej obserwacji par fotonów fluorescencji parametrycznej został opublikowany w 1967 r. przez S. E. Harrisa, M. K. Oshmana i R. L. Byera [114], po czym nastąpiło dokładniejsze zweryfikowanie własności obserwowanego promieniowania [34]. Zaobserwowanie fluorescencji parametrycznej, procesu o niezwykle małej wydajności, zostało znacznie ułatwione dzięki wynalezieniu lasera [6]. Późniejsze prace pokazały jednak, że możliwa jest również obserwacja par fotonów fluorescencji parametrycznej pompowanej światłem niespójnym [115–117].

Wraz z rozwojem badań w dziedzinie optyki kwantowej fluorescencja parametryczna stała się podstawowym narzędziem do wytwarzania par fotonów w stanach splątanych w różnych stopniach swobody, sygnalizowanych pojedynczych fotonów, wielokrotnych par fotonów — środków niezbędnych do przeprowadzenia szeregu przełomowych eksperymentów z dziedziny optyki kwantowej [55,118].

Pierwsze realizacje procesu fluorescencji parametrycznej wykorzystywały nieliniowy kryształ objętościowy, w którym dopasowani fazowe było zapewnione dzięki wykorzystaniu dwójłomności; do dziś jest to najpopularniejszy typ źródeł fluorescencji parametrycznej. Następnie pojawiły się źródła par fotonów wykorzystujące kryształy z periodyczną inwersją domen nieliniowych — umożliwiające zapewnienie dopasowania fazowego bez wykorzystania dwójłomności (por. 1.3.2). Najnowszą możliwością jest realizacja procesu fluorescencji parametrycznej w falowodzie wykonanym w ośrodku nieliniowym, takim jak np. kryształ KTiOPO₄ lub LiNbO₃, z dopasowaniem fazowym zapewnionym dzięki periodycznej inwersji domen. Ponieważ proces fluorescencji parametrycznej w falowodzie tego typu jest przedmiotem analizy w tej pracy, przedstawię teraz teoretyczny opis tego zjawiska, w zakresie potrzebnym do przeprowadzenia symulacji, analizy i interpretacji opisanych w dalszych rozdziałach eksperymentów.

1.4.2 Fluorescencja parametryczna w wielomodowym falowodzie nieliniowym

Rozważmy falowód, w którym zachodzi rozpad fotonu pola, które oznaczać będziemy symbolem B, na parę fotonów liniowo i wzajemnie prostopadle spolaryzowanych, które oznaczać będziemy przez H i V, odpowiednio dla fotonu spolaryzowanego poziomo i pionowo. W eksperymentach fluorescencja parametryczna będzie wykorzystywana dla częstości fotonów sygnałowego i jałowego bliskich degeneracji — częstości fotonów sygnałowego i jałowego będą w związku z tym w przybliżeniu dwukrotnie mniejsze niż częstość fotonów wiązki pompującej ω_B , i będą zmieniać się w niewielkim zakresie wokół częstości $\omega_B/2$. W związku z tym możemy do opisu struktury modów poprzecznych rozważanych pól przyjąć, analogicznie jak w poprzednim podrozdziale, trzy zbiory funkcji modowych niezależnych od częstości: $\{u_B^{(n)}(x,y)\}, \{u_H^{(l)}(x,y)\}, \{u_V^{(m)}(x,y)\}$. W dalszej części pracy indeksy n, l, mbędą używane wyłącznie do oznaczania modów poprzecznych odpowiednio pompy B, pola o polaryzacji H, pola o polaryzacji V.

Ze względu na fakt, że istnieje tylko jedno pole "wejściowe" w procesie fluorescencji parametrycznej, nie jest możliwe opisanie tego procesu metodami klasycznej optyki nieliniowej; konieczne jest zastosowanie opisu kwantowego. Najwygodniej opisywać zjawisko fluorescencji parametrycznej w obrazie oddziaływania [119]. W analizowanej tutaj sytuacji dla procesu II typu, przy założeniu, że proces nie zubaża pompy (co w połączeniu z jej makroskopowym natężeniem, pozwala na potraktowanie jej klasycznie), wielomodowy hamiltonian oddziaływania dany jest przez [120]:

$$H_{I} = \sum_{l,m,n} \int_{V} \mathrm{d}^{3}r \,\chi^{(2)} E_{B,n}^{(+)}(\mathbf{r},t) \,\hat{E}_{H,l}^{(-)}(\mathbf{r},t) \,\hat{E}_{V,m}^{(-)}(\mathbf{r},t) + \mathrm{h.c.}, \qquad (1.44)$$

gdzie operatory $\hat{E}_i(\mathbf{r},t) = \hat{E}_i^{(+)}(\mathbf{r},t) + \hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r},t), i \in \{(B,n), (H,l), (V,m)\}$, opisują odpowiednio pole elektryczne pompy, sygnałowe i jałowe, w modach poprzecznych l, m, n. Wartości tych indeksów przebiegają wszystkie mody związane falowodu dla odpowiedniego pola; ponadto dla ogólności możemy przyjąć, że przebiegają one również mody radiacyjne. $\chi^{(2)}$ jest podatnością nieliniową drugiego rzędu ośrodka, V określa objętość całkowania (w kierunku osi z obejmującą długość falowodu od z = 0 do L, a w kierunkach poprzecznych obszar, w którym funkcje modowe pozostają niezerowe), a h.c. oznacza człony sprzężone hermitowsko.

Klasyczne natężenie pola elektrycznego pompy możemy wyrazić jako superpozycję wkładów od fal monochromatycznych pochodzących od dozwolonych przez strukturę falowodową modów poprzecznych:

$$E_{B,n}^{(+)}(\mathbf{r},t) = \int d\omega_B \, \alpha_n(\omega_B) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_n(\omega_B)z - \mathrm{i}\omega_B t} \, u_B^{(n)}(x,y). \tag{1.45}$$

 $\alpha_n(\omega)$ jest zespoloną obwiednią amplitudową składowej pola pompy w modzie poprzecznym $n, \beta_n(\omega)$ jest stałą propagacji dla modu n. Całkowanie po częstościach ω wykonywane jest w granicach $(-\infty, +\infty)$. W dalszej części pracy granice te zostały przyjęte za domyślne w przypadku całkowania po częstościach i nie będą wypisywane *explicite*.

Operatory pól sygnałowego i jałowego, które wymagają opisu kwantowego, wyrażają się przez operatory kreacji i anihilacji. Oznaczmy przez $\hat{a}_l(\omega_H)$ operator anihilacji dla pola o polaryzacji H o częstości ω_H w modzie poprzecznym l. Analogiczny operator dla pola o polaryzacji V w modzie poprzecznym m oznaczmy przez $\hat{b}_m(\omega_V)$. Korzystając z tych oznaczeń możemy zapisać:

$$\hat{E}_{H,l}^{(+)}(\mathbf{r},t) = \int d\omega_H \sqrt{\frac{\hbar\omega_H}{4\pi\varepsilon_0 c}} \,\hat{a}_l(\omega_H) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_l(\omega_H)z - \mathrm{i}\omega_H t} \,u_H^{(l)}(x,y), \tag{1.46}$$

$$\hat{E}_{V,m}^{(+)}(\mathbf{r},t) = \int d\omega_V \sqrt{\frac{\hbar\omega_V}{4\pi\varepsilon_0 c}} \,\hat{a}_m(\omega_V) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta_m(\omega_V)z - \mathrm{i}\omega_V t} \,u_V^{(m)}(x,y),$$

gdzie współczynnik pod znakiem pierwiastka charakteryzuje kwantowe fluktuacje próżni [111]. Operatory dla częstości ujemnych $\hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r},t)$ otrzymuje się przez sprzężenie hermitowskie powyższych wyrażeń.

Ewolucja stanu kwantowego $|\psi(t)\rangle$ opisywana hamiltonianem (1.44) w czasie od t_0 do t może być opisana za pomocą propagatora $U(t,t_0)$ i jest dana w obrazie oddziaływania przez:

$$|\psi(t)\rangle = U(t,t_0)|\psi(t_0)\rangle = \mathcal{T}e^{i/\hbar \int_{t_0}^t dt' H_I(t')}|\psi(t_0)\rangle,$$
 (1.47)

gdzie, ze względu na nieprzemienność operatorów $H_I(t)$ w różnych chwilach czasu, konieczne jest zastosowanie operatora uporządkowania czasowego \mathcal{T} . Z tego powodu obliczenie prawej strony wyrażenia jest w ogólności zadaniem trudnym [121]. Tutaj ograniczymy się jednak wyłącznie do pierwszego członu rozwinięcia w szereg eksponensu w powyższym wyrażeniu, ze względu na założenie o prowadzeniu procesu fluorescencji parametrycznej w reżimie niskiej wydajności. Dzięki temu unikamy członów wyrażenia zawierających iloczyny hamiltonianów $H_I(t)$ w różnych chwilach czasu i możemy zapisać:

$$|\psi(t)\rangle \simeq U^{(1)}(t,t_0)|\psi(t_0)\rangle = \left(1 + \frac{1}{i\hbar}\int_{t_0}^t dt H_I(t)\right)|\psi(t_0)\rangle.$$
 (1.48)

Przyjmując jako stan początkowy stan wielomodowej próżni $|vac\rangle$ widzimy, że wielkość $1/i\hbar \int_{t_0}^t dt H_I(t)$ opisuje amplitudę prawdopodobieństwa pojedynczego wzbudzenia pól H i V. Dokonajmy całkowania w tym wyrażeniu, pamiętając o warunku zachowania energii $\omega_B = \omega_H + \omega_V$:

$$\int dt H_I(t) = \int dt \sum_{l,m,n} \int_V d^3 r \, \chi^{(2)} E_{B,n}^{(+)}(\mathbf{r},t) \, \hat{E}_{H,l}^{(-)}(\mathbf{r},t) \, \hat{E}_{V,m}^{(-)}(\mathbf{r},t) + \text{h.c.}$$
$$= \chi \sum_{lm} \int d\omega_H \int d\omega_V \, \Psi_{lm}(\omega_H,\omega_V) \, \hat{a}_l^{\dagger}(\omega_H) \, \hat{b}_m^{\dagger}(\omega_V), \qquad (1.49)$$

gdzie χ jest słabo zależącą od częstości wielkością, której wartości nie będziemy wypisywać *explicite*. Funkcja $\Psi_{lm}(\omega_H, \omega_V)$, która opisuje gęstość amplitudy prawdopodobieństwa kreacji pary fotonów o częstościach ω_H , ω_V w modach poprzecznych (l, m), dana jest jako:

$$\Psi_{lm}(\omega_H, \omega_V) = \sum_n \alpha_n(\omega_H + \omega_V) \Phi^*_{lmn}(\omega_H, \omega_V), \qquad (1.50)$$

gdzie Φ_{lmn}^* jest dane przez:

$$\Phi_{lmn}^*(\omega_H, \omega_V) = S_{lmn}^* \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k_{lmn}(\omega_H, \omega_V)L}{2}\right), \tag{1.51}$$

Funkcja $\Psi_{lm}(\omega_H, \omega_V)$ jest sumą wkładów $\Phi^*_{lmn}(\omega_H, \omega_V)$, będących sprzężeniem zespolonym funkcji dopasowania fazowego dla procesu sumowania częstości trójki modów (l,m,n)(1.42). Dla rzeczywsitych funkcji modowych, zgodnie z (1.40), $S^*_{lmn} = S_{lmn}$, dzięki czemu sprzężenie zespolone można pominąć. Wkłady te ważone są amplitudą składowej pompy w *n*-tym modzie poprzecznym α_n . Zależność Φ_{lmn} od częstości wynika z dyspersji ośrodka nieliniowego poprzez niedopasowanie fazowe $\Delta k_{lmn}(\omega_H, \omega_V)$. Dla rozważanego falowodu z periodyczną inwersją domen nieliniowych, zgodnie z wyprowadzeniem podanym w podrozdziale 1.3.2 jest ono dane przez

$$\Delta k_{lmn}(\omega_H, \omega_V) = \beta_n(\omega_H + \omega_V) - \beta_l(\omega_H) - \beta_m(\omega_V) + \frac{2\pi}{\Lambda}, \qquad (1.52)$$

gdzie Λ jest efektywnym okresem przestrzennym inwersji domen nieliniowych i założono wykorzystanie pierwszego rzędu dopasowania fazowego.

Jak już wspomniano funkcja $\Psi_{lm}(\omega_H, \omega_V)$, będąca sumą funkcji dopasowania fazowego Φ_{lmn} ważonych udziałem modu poprzecznego l w polu pompującym oraz całką przekrywania S^*_{lmn} , określa amplitudę prawdopodobieństwa generacji pary fotonów o częstościach (ω_H, ω_V) w modach poprzecznych (m, n). Oznacza to, że amplituda prawdopodobieństwa zależy zarówno od własności ośrodka, przez funkcję dopasowania fazowego, jak i od własności widmowych i przestrzennych pola pompującego B. W niniejszej pracy wykorzystane zostaną parametry poddające się kontroli eksperymentatora w równaniu (1.49) w celu ograniczenia prawdopodobieństwa generacji par fotonów w niepożądanych modach poprzecznych.

Równanie (1.48) może zostać wykorzystane do obliczenia bezwzględnej wydajności procesu fluorescencji parametrycznej, przy wykorzystaniu złotej reguły Fermiego. Nie będę tutaj przedstawiał szczegółów tego rozumowania, gdyż nie jest ono kluczowe dla zrozumienia zagadnień przedstawianych w dalszej części pracy; jego szczegóły można znaleźć w pracach [59, 122]. Dla rozważanego w pracy [59] przypadku falowodu jednomodowego otrzymuje się następujące wyrażenie na spektralną gęstość mocy dP_H dla jednego z fotonów fluorescencji parametrycznej (tu, dla ustalenia uwagi, o polaryzacji H):

$$dP_H = \frac{\hbar d_{\text{eff}}^2 \,\omega_H^2 \omega_V L^2 P_B}{\pi c^3 \varepsilon_0 n_H n_V n_B A_I} \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k(\omega_H, \omega_V) L}{2}\right) \, d\omega_H,\tag{1.53}$$

gdzie d_{eff} jest efektywnym współczynnikiem nieliniowości (równym dwukrotności odpowiedniej podatności nieliniowej), P_B — mocą pompy, A_I — efektywną powierzchnią przekroju poprzecznego oddziaływania, $A_I = S_{000}^{-2}$, gdzie S_{000} jest całką przekrywania trójki modów podstawowych (1.40). Używając danych dotyczących próbek zbliżonych do tych wykorzystywanych w niniejszej pracy autorzy szacują wzrost wydajności wynikający z wykorzystania falowodów na o 2 do 3 rzędów wielkości w porównaniu ze stosowaniem objętościowych kryształów PPKTP. Wzrost ten wynika z opisywanej przez równanie (1.53) odwrotnie proporcjonalnej zależności gęstości mocy od efektywnej powierzchni oddziaływania A_I . W związku z tym zmniejszanie rozmiaru falowodu, a co za tym idzie rozmiaru modów poprzecznych prowadzi do dalszego zwiększenia wydajności procesu fluorescencji parametrycznej [122]. Podkreślmy też, że z równania (1.53) wynika kwadratowa zależność wydajności procesu fluorescencji parametrycznej od długości falowodu.

Dalsza analiza wniosków płynących z równania (1.49) zostanie przedstawiona w rozdziałach 3 – 6 w kontekście eksperymentalnym.

Rozdział 2

Falowody PPKTP

W rozdziale tym opiszę podstawowe parametry badanych falowodów PPKTP. Omówię ponadto strukturę modów poprzecznych podtrzymywanych przez te falowody, przedstawię pomiary rozkładu natężenia dla poszczególnych modów poprzecznych oraz wyniki symulacji numerycznych.

2.1 Falowody

Przedmiotem badań były próbki falowodów wykonane metodą dyfuzji jonowej na powierzchni kryształu KTiOPO₄ z periodyczną inwersją domen nieliniowych (PPKTP). Próbki te został nabyte od komercyjnego dostawcy (AdvR Inc., USA).

Rozpocznę od krótkiego omówienia stosowanej przez producenta metody wytwarzania falowodów [61]. Substratem do produkcji falowodów był prostopadłościenny kryształ KTP wyhodowany metodą topnikową (ang. *flux method*). Jak już wspomniano w podrozdziale 1.2, kryształ KTP jest kryształem dwójłomnym dwuosiowym. Orientacja kryształu przedstawiona jest na rysunku 1.1.

W celu wykonania falowodów na powierzchnię +Z kryształu nanoszona była metodą litograficzną warstwa metaliczna z odpowiednim wzorem ścieżek o szerokości odpowiadającej pożądanej szerokości falowodu. Następnie przez kilka godzin dokonywano dyfuzji jonów Rb⁺ ze stopionej soli w temperaturze ok. 400°C. Prowadziło to do powstania falowodów, w których profil współczynnika załamania w kierunku prostopadłym do powierzchni kryształu (krystalograficznym Z) był dyfuzyjny. Według informacji podanych przez producenta z dobrym przybliżeniem był on opisany zależnością:

$$n_i(z) = n_{i,\text{KTP}} + \Delta n_i \operatorname{erfc}(-x/d), \qquad (2.1)$$

gdzie $\operatorname{erfc}(x)$ jest komplementarną funkcją błędu: $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = 1 - (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-t^2) dt$. Za pomocą $n_{i,\mathrm{KTP}}$ oznaczono współczynnik załamania objętościowego KTP. Ze względu na dwójłomność KTP opatrzono go indeksem *i*, przyjmującym wartości $\{x,y\}$, odpowiednio dla polaryzacji pionowej i poziomej. Poprawka Δn_i opisująca wzrost współczynnika załamania w związku z dyfuzją również jest anizotropowa ze względu na strukturę krystaliczną KTP [123]. W kierunku poprzecznym (równoległym do powierzchni kryształu) dyfuzja praktycznie nie zachodzi, ze względu na silną anizotropię dyfuzji w krysztale KTP [124]. W związku z tym łączny profil współczynnika załamania można opisać z dobrym przybliżeniem zależnością:

$$n_i(x,y) = \begin{cases} n_{i,\text{KTP}} + \Delta n_i \operatorname{erfc}(-x/d) & x \leq 0, |y| \leq w \\ n_{i,\text{KTP}} & x \leq 0, |y| > w \\ 1 & x > 0. \end{cases}$$
(2.2)

W powyższym wyrażeniu przyjęliśmy początek układu odniesienia na powierzchni kryształu, na środku falowodu.

Periodyczna inwersja domen nieliniowych była uzyskiwana metodą ferroelektryczną, opisaną w części 1.3.2, z wykorzystaniem ciekłych elektrod. Wg producenta współczynnik wypełnienia domen nieliniowych wynosił $50\% \pm 10\%$.

Jak wspomniano powyżej, na powierzchni kryształu KTP wykonywanych było wiele równoległych falowodów, różniących się szerokością lub okresem modulacji przestrzennej (por. rys. 2.1). Do pomiarów przedstawionych w niniejszej pracy wykorzystywano trzy próbki, które oznaczane będą odpowiednio jako A, B oraz C, o parametrach omówionych poniżej. Próbki A i B zostały wyprodukowane w roku 2005. Każda zawierała 96 falowodów o szerokości $w = 4 \ \mu m$. Odległość między falowodami wynosiła 25 $\ \mu m$ i była wystarczająca by zapobiec sprzężeniom pomiędzy sąsiednimi



Rys. 2.1: Schemat kryształu KTP ze ścieżkami falowodów na powierzchni. Kolorami oznaczono przeciwnie zorientowane domeny nieliniowe. Λ — przestrzenny okres inwersji domen nieliniowych.

falowodami poprzez pola ewanescentne. Ze względu na okres przestrzennej modulacji nieliniowości A falowody były pogrupowane po osiem. W ramach ósemki okres zmieniał się skokowo od 8,28 µm do 8,72 µm. Efektywna głębokość dyfuzji d wynosiła ok. 10 µm. Próbka A miała długość 4,2 mm, próbka B 1,0 mm.

Próbka C, o długości 1,0 mm, została wyprodukowana w roku 2010. Zawierała po 4 falowody o szerokościach 2, 3 oraz 4 μ m, o jednakowym okresie modulacji przestrzennej $\Lambda = 7,5 \ \mu$ m, o efektywnej głębokości dyfuzji $d \simeq 3 \ \mu$ m.

Kontrast współczynnika załamania dla wszystkich próbek wynosił dla długości fali 800 nm $\Delta n_y \simeq 0.025$, $\Delta n_x \simeq 0.021$, dla długości fali 400 nm $\Delta n_y \simeq 0.028$. W dalszej części pracy będę przyjmował powyższe wartości jako stałe w zakresach widmowych wokół 800 oraz 400 nm. Współczynniki załamania objętościowego KTP dane są przez właściwe równania Sellmeiera [72].

Wartości wszystkich podanych powyżej parametrów falowodu, z wyjątkiem współczynników załamania KTP, zostały uzyskane od producenta.

W dalszej części pracy kierunki polaryzacji będziemy odnosić do kierunków wyznaczonych przez strukturę falowodu: polaryzację liniową wzdłuż osi y będziemy nazywać polaryzacją poziomą i oznaczać przez H, polaryzację wzdłuż osi x — polaryzacją pionową V.

2.2 Mody poprzeczne

Stopień wielomodowości falowodu można oszacować obliczając wartość częstotliwości znormalizowanej V (1.14). Przyjmując średni kontrast współczynnika załamania równy połowie kontrastu maksymalnego, a wymiar liniowy rdzenia jako parametr głębokości d, uzyskuje się wartość V ok. 10 dla długości fali 800 nm i 20 dla długości fali 400 nm dla próbek A i B oraz odpowiednio ok. 4 oraz ok. 10 dla próbki C. Wartości V bliskie jedności wskazują na jednomodowość falowodu, przy czym obliczenie dokładnej wartości granicznej wymaga uwzględnienia konkretnej geometrii falowodu; jej wyznaczenie nie jest tutaj konieczne. Uzyskane wartości sugerują, że falowody nie są silnie wielomodowe, lecz podtrzymują niewielką liczbę modów poprzecznych na długości fali 800 nm oraz nieco większą na długości fali 400 nm. Warto nadmienić, że dla wartości V dużo większych od

jedności liczba modów podtrzymywanych przez falowód jest w przybliżeniu równa $4V^2/\pi^2$.

W kolejnym podrozdziale pokazanie zostanie, że istotnie falowody są wielomodowe. Wielomodowość falowodów wynika z ich geometrii: rozmiarów rdzenia, profilu i kontrastu współczynnika załamania. Parametry te nie mogły być zmodyfikowane w celu zapewnienia pracy jednomodowej ze względu na ograniczenia technologiczne procesu wytwarzania falowodów. Należy tu wspomnieć, że dla telekomunikacyjnych długości fali (ok. 1550 nm) możliwe jest wytworzenie próbek w dobrym przybliżeniu jednomodowych [125]. W kolejnych podrozdziałach opisana zostanie struktura modów poprzecznych podtrzymywanych przez badane falowody na podstawie eksperymentalnych obserwacji rozkładów natężeń na wyjściu z falowodu oraz na podstawie porównania wyników symulacji numerycznych z pomiarami rozkładów natężenia na wyjściu z falowodów.

2.2.1 Symulacje numeryczne

Symulacje numeryczne wykonano w celu określenia, czy przybliżenie modów liniowo spolaryzowanych jest słuszne, poznania jakościowych cech rozkładów pola elektrycznego dla poszczególnych modów w falowodzie, oszacowania liczby modów podtrzymywanych przez falowód oraz w celu wyznaczenia całek przekrywania trójek modów, opisujących wydajność procesów mieszania trzech fal w falowodzie, por. (1.40).

Należy zaznaczyć, że w dotychczasowej literaturze dostępne są wyłącznie ograniczone informacje dotyczące symulacji rozkładów natężenia dla modów podstawowych (dla obu polaryzacji) w falowodach PPKTP o dyfuzyjnym profilu współczynnika załamania [59,60,122]. W szczególności brak w nich dyskusji stosowalności przybliżenia modów liniowo spolaryzowanych. Wyniki dotyczące modów wzbudzonych zawarte są tylko w pracy [60], gdzie rozwiązywano numerycznie skalarne równanie falowe, dzięki zastosowaniu przybliżenia modów słabo prowadzonych oraz w pracy [69], z wykorzystaniem bardzo uproszczonego modelu falowodu prostokątnego, którego, jak się okaże później, stosowalność jest bardzo ograniczona.

Do symulacji rozkładów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w falowodzie wykorzystano dwie standardowe metody: metodę elementu skończonego oraz metodę różnic skończonych [126, 127]. Wykorzystano w tym celu dostępne pakiety oprogramowania: w przypadku metody elementu skończonego skorzystano z komercyjnego pakietu COM-SOL, w przypadku metody różnic skończonych otwarty pakiet pracujący w środowisku Matlab [128]. W obydwu przypadkach poprzez odpowiednią dyskretyzację problemu (na siatce trójkątnej dla metody elementu skończonego, prostokątnej dla metody różnic skończonych) uzyskiwane były przybliżenia numeryczne wektorowych rozwiązań pełnego równania falowego (1.2). Obydwa pakiety oprogramowania umożliwiały rozwiązanie równania falowego dla ośrodków anizotropowych, włączając materiał dwuosiowy o diagonalnym współczynniku załamania jakim jest KTP. Przy stosowanej odległości pomiędzy węzłami siatki 0,05 µm obliczenie rozkładów pól dla modów związanych dla obszaru ok. 25×25 µm trwało poniżej 5 min. na standardowym komputerze PC.

Poprawne działanie algorytmów sprawdzono w dwojaki sposób: wykonując symulację dla falowodu prostokątnego otoczonego materiałem o niewielkiej różnicy współczynnika załamania, tj. falowodu, dla którego dobrze stosuje się przybliżenie Marcatilego [78], oraz dla izotropowego falowodu paskowego dyfuzyjnego o eksponencjalnym współczynniku załamania, o szerokości znacznie większej od długości fali, tak że możliwe było porównanie z wynikami obliczeń analitycznych dla falowodu planarnego dyfuzyjnego [129]. Sprawdzono również bardzo dobrą wzajemną zgodność rezultatów obliczeń dla obydwu algorytmów.

Na rysunku 2.2 przedstawiono obliczone metodą różnic skończonych rozkłady natężenia dla modów o dominującej polaryzacji pionowej dla falowodu typu A/B. Algorytm znalazł



Rys. 2.2: Wyznaczone metodą różnic skończonych rozkłady natężenia dla modów prowadzonych dla falowodu typu A (o szerokości 4 μ m i efektywnej głębokości 10 μ m). Zaznaczono granice rdzenia falowodu oraz granicę kryształ-powietrze.

6 modów prowadzonych przedstawionych na rysunku. W przypadku falowodów próbki C obydwa algorytmy znajdowały tylko jeden mod prowadzony (przedstawiony w rozdziale 6 na rys. 6.4) Okaże się to niezgodne z doświadczeniem. Do oznaczania modów w tej pracy będę używał pary liczb ij określającej liczbę węzłów modu w kierunku poziomym i oraz w kierunku pionowym j, wraz z indeksem określającym dominującą polaryzację modu. Ponieważ ze względu na wykorzystywane w procesach nieliniowych dopasowanie fazowe II typu dla długości fali bliskich 400 nm wykorzystywał będę wyłącznie mody o polaryzacji poziomej, mody o tej polaryzacji na tej długości fali będą oznaczane indeksem B. Mody typu i0 będę nazywał modami wzbudzonymi w kierunku poziomym, mody typu 0j — wzbudzonymi w kierunku pionowym. Mod 00_V będę nazywał modem podstawowym; porównując dwa mody, mod o większej liczbie węzłów będę nazywał modem wyższym. Oprócz określenia liczba węzłów będę też stosował określenie liczba wzbudzeń modu.

Obliczone numerycznie funkcje modowe miały dominującą polaryzację pionową. Obydwa algorytmy wyznaczały niezerową składową pola elektrycznego o polaryzacji poziomej, nie będącą artefaktem numerycznym. Jednak moc niesiona przez tą składową, obliczona za pomocą równania (1.8), stanowiła od 10^{-7} do 10^{-8} mocy składowej o polaryzacji pionowej, w zależności od wymiarów falowodu, modu oraz długości fali. Można zatem uznać mody o dominującej polaryzacji pionowej za mody liniowo spolaryzowane. Nie są to jednak mody typu TEM, TE ani TM — zarówno dla pola elektrycznego, jak i magnetycznego występuje niezerowa składowa podłużna, o amplitudzie do kilku procent amplitudy składowej dominującej.

Dla omawianego pełnego wektorowego modelu falowodów żaden z algorytmów nie znajdował rozwiązań o dominującej polaryzacji poziomej. Spowodowane jest to wymuszoną przez ograniczoną poprzecznie geometrię falowodu obecnością niewielkiej składowej o prostopadłej polaryzacji. Jak podano w poprzednim akapicie, ilość energii niesionej przez tą składową jest na tyle mała, że mod można uznać za liniowo spolaryzowany. Pomimo to niezerowość tej składowej powoduje, że mody o dominującej polaryzacji poziomej muszą należeć do kategorii modów semi-upływowych (por. 1.2.2), gdyż dla modów tych niewielka
składowe pionowa o efektywnym współczynniku załamania bliskim 1,76 (bo określonym przez dominującą polaryzację poziomą modu) na granicy rdzeń-płaszcz "odczuwa" współczynnik załamania KTP dla polaryzacji pionowej o wartości bliskiej 1,85; oznacza to, że składowa ta nie ulega całkowitemu wewnętrznemu odbiciu i jest wypromieniowywana poza falowód. Z tego powodu algorytm numeryczny traktuje mod taki jako mod nieprowadzony i nie znajduje odpowiadającego mu rozwiązania.

Wielkość strat spowodowanych tym mechanizmem można łatwo oszacować korzystając z prostego modelu optyki geometrycznej opisującego propagację światła w danym modzie poprzecznym falowodu jako skutek interferencji pary fal płaskich propagujących wzdłuż falowodu dzięki wielokrotnym całkowitym wewnętrznym odbiciom na granicy rdzeń-płaszcz, przy czym różnym modom poprzecznym odpowiadają różne wartości kąta padania na tą granicę. Na podstawie wzorów Fresnela dla współczynników załamania rozpatrywanych fal można wyznaczyć natężeniowy współczynnik odbicia na granicy rdzeń płaszcz dla składowej "wyciekającej" jako 0.1 - 0.2. Oznacza to, że przy każdym odbiciu, powtarzającym się co $15 - 30 \ \mu m$ (w zależności od modu) w trakcie propagacji wzdłuż falowodu tracone jest 80 – 90% energii tej składowej. Po uwzględnieniu ułamka energii niesionej przez te składowa otrzymuje się straty na długości 1 mm poniżej 10^{-5} , a wiec dla używanych długości falowodów zupełnie zaniedbywalne. Powyższa wielkość jest jedynie zgrubnym oszacowaniem; ścisła analiza problemu wymaga zastosowania metod perturbacyjnych do rozwiązania wektorowego równania falowego [86] i/lub odpowiednio dostosowanych metod numerycznych [130]. Ze względu na niewielka wartość efektu tutaj te metody nie będa potrzebne.

Pomimo niewielkiej wartości efekt ten uniemożliwia standardowym algorytmom znalezienie rozwiązań równania falowego o dominującej polaryzacji poziomej — gdyż rozwiązania te nie odpowiadają bezstratnym modom prowadzonym. Ponieważ jednak, ze względu na niewielkie straty, mody te są obserwowane doświadczalnie (por. cz. 2.2.3) zdecydowano się dokonać obliczeń wykorzystując przybliżenie skalarne. Ze względu na zaniedbywalną hybrydowość modów obliczonych w modelu wektorowym można spodziewać się, że metoda ta będzie dawała dobre wyniki. Aby sprawdzić jakość przybliżenia obliczono w przybliżeniu skalarnym mody o polaryzacji V, po czym porównano wyniki z modami obliczonymi w pełni wektorowo. Efektywne współczynniki załamania otrzymane w przybliżeniu skalarnym były o 0,0003 do 0,0005 większe od uzyskanych metodą wektorową; również rozmiary liniowe modów uzyskanych metodą skalarną były mniejsze o ok. 4% od wektorowych. Ponieważ ścisłe obliczenie funkcji modowych nie jest dla tej pracy krytyczne, uznano przybliżenie skalarne za zadowalające. Dla zapewnienia spójności prowadzonej analizy, do dalszych obliczeń użyto skalarnych funkcji modowych również dla modów o polaryzacji V.

Wartości efektywnych współczynników załamania $n_{\text{eff}}^{(j)}$ dla modów prowadzonych o polaryzacji V dla falowodu o szerokości 4 µm przedstawiono na rysunku 2.3 w postaci poprawek geometrycznych do efektywnego współczynnika załamania: $\Delta n_{\text{geom}}^{(j)} = \Delta n_{\text{eff}}^{(j)} - n_{\text{KTP},V}$. Dla serii modów wzbudzonych w kierunku pionowym różnice pomiędzy poprawkami wynoszą 0,002 – 0,004. Widoczne jest, że mod podstawowy 00_V jest modem dobrze prowadzonym — wartość poprawki geometrycznej wynosi dla niego ok. 0,013, czyli ponad połowę maksymalnej możliwej wartości poprawki określonej przez maksymalny kontrastowi współczynnika załamania Δn_x wynoszący 0,021. Z drugiej strony widoczne jest, że mody 11_V i 03_V znajdują się blisko punktu odcięcia.

Na rysunku 2.4 przedstawiono pionowe przekroje skalarnych funkcji modowych dla modów wzbudzonych w kierunku pionowym. Widoczna jest asymetria modów, wzrastająca wraz ze wzrostem liczby wzbudzeń. Na rysunku porównano funkcje modowe dla modów o polaryzacji H i V. Różnice, wynikające głównie z dwójłomności ośrodka, są nieznaczne: na poziomie 5% w rozmiarze liniowym modu.



Rys. 2.3: Zależność poprawek geometrycznych Δn_{geom} do efektywnych współczynników załamania od długości fali dla modów o polaryzacji V falowodu o szerokości 4 µm.

Trzeba podkreślić, że uzyskane funkcje modowe oraz wartości efektywnych współczynników załamania są z pewnością obarczone błędem systematycznym, wynikającym z braku znajomości dokładnych parametrów struktury falowodu, w szczególności profilu współczynnika załamania. Pomimo to wyniki te są użyteczne, gdyż pozwalają jakościowo poznać strukturę modową falowodu PPKTP oraz przekonać się o skalach zmienności efektywnego współczynnika załamania.

2.2.2 Symetria i przekrywanie modów

Omówię teraz krótko własności symetrii uzyskanych numerycznie funkcji modowych i ich wpływ na wartość całki przekrywania trójki modów (1.40). W sposób oczywisty symetrie funkcji modowych odzwierciedlają symetrię falowodu [74]. W kierunku poziomym, ze względu na obecność płaszczyzny symetrii xz uzyskane mody są funkcjami nieparzystymi (mody antysymetryczne) bądź parzystymi (mody symetryczne) we współrzędnej poziomej (y). Ponieważ w całce (1.40) występuje iloczyn trójek modów, wynika stąd, że aby zapewnić niezerowość całki, w iloczynie musi pojawić się parzysta liczba modów antysymetrycznych.

Ze względu na znaczną asymetrię falowodu w kierunku pionowym, funkcje modowe nie wykazują symetrii w tym kierunku (por. rys. 2.4). Poprzez porównanie wyników symulacji dla dyfuzyjnego profilu załamania z wynikami dla skokowego profilu prostokatnego można z łatwością stwierdzić, że głównym powodem asymetrii nie jest granica kryształ-powietrze, lecz dyfuzyjny profil współczynnika załamania. Z tego powodu wspomniane wcześniej symulacje funkcji modowych poprzez przybliżenie profilu dyfuzyjnego profilem prostokątnym w pracy [69] nie dają zgodnych z doświadczeniem wyników dla całek przekrywania trójek modów, w szczególności dają wyniki całkowicie błędne dla całek, w których występuje nieparzysta liczba funkcji modowych o nieparzystej liczbie węzłów w kierunku pionowym. W ogólności nie można podać wynikającej z symetrii "reguły wyboru" dla trójek modów wzbudzonych w kierunku pionowym, określającej kiedy całka (1.40) ma wartość bliską zeru. Wartości całki bliskie zeru dla trójek modów wzbudzonych w kierunku pionowym pojawiają się głównie dzięki efektowi nierównomiernego rozkładu natężenia światła w kierunku pionowym, wynikającego z dyfuzyjnego profilu współczynnika załamania. Jak wynika z rys. 2.4, im wyższy mod, tym więcej energii niesione jest w najgłębiej położonym maksimum. Własność ta powoduje, że całki przekrywania pomiędzy modami podstawowymi a modami wysoko wzbudzonymi będą miały niewielką, choć w ogólności zawsze



Rys. 2.4: Przekroje skalarnych funkcji modowych $\phi^{(j)}(x,y)$ w kierunku pionowym, dla modów typu 0j falowodu z próbki A.

niezerową, wartość.

2.2.3 Wzbudzanie i obserwacja modów falowodu

W tym podrozdziale omówię doświadczalną obserwację rozkładów natężenia odpowiadających różnym modom poprzecznym falowodu. Rozpocznę od opisania metody selektywnego wzbudzania modów poprzecznych w falowodzie.

2.2.3.1 Selektywne wzbudzanie modów

Dla falowodów planarnych do selektywnego wzbudzania modów poprzecznych wykorzystywana jest metoda pryzmatyczna (ang. prism-coupling), polegająca na umieszczeniu pryzmatu na granicy powietrze-rdzeń falowodu i wprowadzaniu wiazki światła do falowodu pod kątem wynikającym ze stosunku stałej propagacji modu do długości wektora falowego światła w rdzeniu. Warto zauważyć, że kat ten odpowiada katowi pod jakim propaguje się względem osi z para fal płaskich reprezentujących mod falowodu w obrazie optyki geometrycznej [73]. Dla wąskich falowodów paskowych metoda ta ma ograniczone zastosowanie, ze względu na konieczność znacznego ogniskowania wiązki do rozmiarów mniejszych niż szerokość falowodu, oraz możliwość wzbudzania tylko modów wzbudzonych w kierunku pionowym. W związku z tym preferowana jest metoda sprzegania końcowego (nag. end-fire coupling) [47]. Polega ona na ogniskowaniu wiązki sprzeganej na płaszczyźnie wejściowej falowodu tak, aby uzyskać rozkład natężenia pola elektrycznego jak najbardziej zbliżony do rozkładu natężenia pola pożądanego modu. Po raz pierwszy metoda ta została zastosowana w roku 1961 w pracy [131] do obserwacji modów we włóknie światłowodowym o symetrii cylindrycznej. Nie zdecydowano się na wzbudzanie modów poprzez zbliżenie do płaszczyzny wejściowej falowodu końcówki włókna optycznego [132], gdyż ogranicza ona liczbę stopni swobody przy wzbudzaniu modów poprzez brak możliwości regulacji rozmiaru ogniska. Docelowo, dla dobrze scharakteryzowanych próbek falowodów jest to jednak metoda warta rozważenia.

Dla wiązki padającej na wejście do falowodu, wydajność wzbudzania modu o indeksie j opisana jest iloczynem pola elektrycznego wiązki $\mathbf{E}_{in}(x,y)$ i unormowanej wektorowej



Rys. 2.5: Schemat układu doświadczalnego do selektywnego wzbudzania i obserwacji modów poprzecznych w falowodzie PPKTP. Spolaryzowana liniowo wiązka z lasera (L) kierowana jest za pomocą pochylanego piezoelektrycznie lustra (DM) poprzez teleskop o regulowanym powiększeniu T i soczewk asferyczną AL do falowodu PPKTP (W). Światło opuszczające falowód zbierane jest za pomocą obiketywu mikroskopowego (Obj) i kierowane przez płytkę półfalową $\lambda/2$, analizator polaryzacji (polaryzator dielektryczny Pol) i soczewkę ogniskującą na matrycę CCD. Za pomocą oznaczenia XYZ zaznaczono elementy umieszczone na stoliku przesuwnym XYZ. Aby zachować spójność oznaczeń elelmntów optycznych ze stosowanymi w literaturze, będę używał skrótów pochodzących od angielskich nazw elementów. W przypadku mniej typowych oznaczeń zamieszczę wyjaśnienie w głównym tekście.

funkcji modowej pola elektrycznego $\mathbf{e}_{t}^{(j)}(x,y)$ [73]:

$$\eta^{(j)} = \frac{\int_{A_{\infty}} \mathrm{d}x \,\mathrm{d}y \,\mathbf{E}_{\mathrm{in}}(x,y) \,\mathbf{e}_{t}^{*}(x,y)}{\left(\int_{A_{\infty}} \mathrm{d}x \,\mathrm{d}y \,\mathbf{E}_{\mathrm{in}}(x,y) \mathbf{E}_{\mathrm{in}}^{*}(x,y)\right)^{1/2}} \tag{2.3}$$

Ostateczny rozkład pola elektrycznego w falowodzie określony jest przez iloczyny skalarne padającego pola elektrycznego ze wszystkimi funkcjami modowymi, włączając mody radiacyjne oraz propagujące się wstecz. Ze względu na zupełność zbioru funkcji modowych falowodu, każdy rozkład pola elektrycznego padający na powierzchnię wejściową falowodu może być opisany za ich pomocą.

Dla osiągnięcia sprzęgania pojedynczych modów z dużą wydajnością w ogólności konieczne jest odpowiednie ukształtowanie wiązki, tak by odpowiadała dokładnie pożądanemu modowi. Aby uniknąć skomplikowanego (i najczęściej stratnego) kształtowania wiązki można w graniczonym zakresie korzystać z wiązki w przybliżeniu gaussowskiej. Poprzez dobór odpowiedniego rozmiaru, stopnia eliptyczności, punktu padania na płaszczyznę wejściową falowodu oraz kąta padania można dążyć do wzbudzenia tylko jednego modu prowadzonego oraz modów radiacyjnych. Mody radiacyjne szybko opuszczą rdzeń falowodu, a dominujący wkład do pola prowadzonego będzie miał pożądany mod prowadzony. Zastosowania tej metody jest tym łatwiejsze im bardziej różne rozkłady natężenia odpowiadają poszczególnym modom. W szczególności wykorzystać tu można wspomnianą już własność modów wzbudzonych w kierunku pionowym, polegającą na tym, że większość energii niesionej przez mod znajduje się najniższym maksimum, jak zaznaczono na rys. 2.4.

Do selektywnego wzbudzania modów zbudowano układ doświadczalny przedstawiony na rys. 2.5. W tym celu impulsową wiązkę laserową o długości fali 800 nm skierowano poprzez płytkę półfalową, umożliwiającą ustalenie kierunku polaryzacji światła, na lustro PM (ang. *piezo mirror*) umieszczone na sterowanym piezoelektrycznie uchwycie kinematycznym, umożliwiającym pochylanie lustra w dwóch prostopadłych kierunkach. Następnie umieszczony był składający się z trzech soczewek regulowany teleskop T, który poprzez zmianę średnicy wiązki pozwalał na dopasowanie rozmiaru ogniska, wytwarzanego przez soczewkę asferyczną AL o ogniskowej 8 mm, do rozmiaru modu w falowodzie. Kryształ KTP z falowodami (W) umieszczony był w ognisku soczewki AL. Światło opuszczające falowód zbierane było przez skorygowany na nieskończoność fluorytowy obiektyw mikroskopowy EC Epiplan-Neofluar (Carl Zeiss, Niemcy) o powiększeniu 50× i aperturze numerycznej 0,8 (tj. istotnie większej od apertury numerycznej falowodu dla używanych długości fali). Zarówno soczewka, obiektyw jak i falowód zamocowane były na precyzyjnych stolikach XYZ, wyposażonych w różnicowe śruby mikrometryczne, dzięki czemu możliwe było pozycjonowanie elementów z dokładnością submikrometrową, a co za tym idzie precyzyjne wprzęganie i wyprzęganie wiązek do i z falowodu. Falowód umieszczony był na cienkiej poprzecznej belce wsuwanej pomiędzy soczewkę AL a obiektyw. Światło zebrane przez obiektyw ogniskowane było na matrycy CCD za pomocą soczewki o ogniskowej 200 mm. Do analizy liniowości polaryzacji wiązki opuszczającej falowód służyła płytka półfalowa oraz analizator (polaryzator dielektryczny Pol) umieszczone za obiektywem mikroskopowym. Opisany układ pozwalał na kontrolowanie rozmiaru ogniska, jego położenia w trzech kierunkach, a także kąta padania wiązki na powierzchnię wejściową falowodu.

Przed przystąpieniem do obserwacji modów sprawdzono, czy, zgodnie z wynikami symulacji numerycznych, mody są spolaryzowane liniowo. Do falowodu sprzęgano światło spolaryzowane liniowo odpowiednio poziomo i pionowo. Wprzęgano je do różnych modów poprzecznych, następnie obracano płytką półfalową znajdującą się za obiektywem mikroskopowym, tak by zminimalizować sygnał docierający przez analizator (Pol) do matrycy CCD. Z dokładnością do 0,5° nie zaobserwowano obrotu kierunku polaryzacji. Kontrast dla dwóch prostopadłych ustawień polaryza-



Rys. 2.6: Obraz powierzchni wyjściowej falowodu, którego powierzchnię wejściową oświetlono światłem białym.

tora był lepszy niż 1 : 500 co wskazuje na znikomą eliptyczność polaryzacji światła opuszczającego falowód, a co za tym idzie na brak istotnej hybrydowości modów poprzecznych.

W celu wzbudzenia wybranego modu poprzecznego powierzchnia wejściowa falowodu umieszczana była ognisku soczewki AL poprzez jej translację w kierunku z. Falowód w kierunku pionowym umieszczany był na wysokości odpowiadającej wzbudzeniu modu najbliższego pożądanemu. Precyzyjne dostrojenie wzbudzanego w falowodzie rozkładu natężenia dokonywane było przez odpowiednie pochylanie lustra DM wraz z dopasowaniem rozmiaru ogniska za pomocą teleskopu T. Wzbudzane w falowodzie rozkłady natężenia monitorowane były na matrycy CCD, na którą obrazowana była płaszczyzna wyjściowa falowodu. Opisana metoda pozwała na wzbudzanie modów o rozkładzie pola elektrycznego symetrycznym w kierunku poziomym. W celu wzbudzenia modów antysymetrycznych w tym kierunku (np. modu 10), konieczne było wprowadzenie skoku fazy w wiązce pompującej. Skok fazy uzyskiwany był przez wsunięcie w połowę przekroju poprzecznego wiązki cienkiej płytki szklanej (nie zaznaczonej na rysunku) i pochylenie jej pod kątem, dla którego wprowadzane przesunięcie fazowe było odpowiadało względnej różnicy faz pomiędzy obiema połówkami wiązki możliwie bliskiej π . W praktyce kąt ten wyznaczany był na podstawie obserwacji wzbudzanego rozkładu natężenia na wyjściu z falowodu.

W celu ustalenia obrazowania płaszczyzny wyjściowej falowodu na matrycę CCD początkowo płaszczyznę falowodu poprzez soczewkę asferyczną AL oświetlono silnym światłem białym, po czym przesuwano obiektyw mikroskopowy w kierunku z aż do uzyskania ostrego obrazu powierzchni wyjściowej falowodu na matrycy CCD. Przykładowy obraz uzyskany dla próbki A przedstawiony jest na rys. 2.6. Rysunek ten pokazuje również, że rozdzielczość układu obrazującego była wystarczająca do obserwacji detali o rozmiarach mniejszych niż rozmiary poprzeczne falowodu. Rozdzielczość D dla używanego obiekty-



Rys. 2.7: Zmierzone na wyjściu z falowodu rozkłady natężenia zbliżone do rozkładów natężenia odpowiadających modom wymienionym na rysunku. W dwóch przypadkach wymieniono parę modów, by podkreślić, że obserwowana jest superpozycja porównywalnych udziałów dwóch modów. Linią ciągłą zaznaczono przybliżone $(\pm 0.5 \ \mu\text{m})$ położenie granicy kryształ-powietrze.

wu mikroskopowego, zdefiniowana jako promień pierwszego minimum w opisanym funkcją Airy'ego obrazie dyfrakcyjnym przedmiotu punktowego: $D = 0.61 NA/\lambda$, wynosiła odpowiednio 0,61 dla długości fali 800 nm i połowę tej wartości dla długości fali 400 nm. Są to wartości w przybliżeniu dwukrotnie mniejsze od rozmiarów pojedynczych maksimów funkcji modowych falowodu. Oznacza to, że skończona rozdzielczość obrazowania nie zaburza znacznie obserwowanych rozkładów natężeń.

2.2.3.2 Mody falowodu o szerokości 4 µm

Po ustaleniu obrazowania płaszczyzny wyjściowej falowodu na kamerze CCD, na kamerze uzyskiwano obrazy rozkładów natężenia światła na wyjściu z falowodu. Dla większości modów poprzecznych możliwe było selektywne wzbudzenie odpowiadających im rozkładów natężenia — było to tym prostsze im bardziej mod był wzbudzony w kierunku pionowym, gdyż tym lepiej przestrzennie rozdzielone było jego najniższe maksimum. Kryterium zaobserwowania danego modu początkowo było jakościowe: na podstawie liczby wyraźnych minimów i maksimów w rozkładzie natężenia. Zweryfikowanie który rozkład ze wzbudzanych rozkładów był najbliższy rozkładowi dla czystego modu poprzecznego było utrudnione, ze względu na wzbudzanie superpozycji poszczególnych modów. Pełne przyporządkowanie obserwowanych rozkładów natężenia właściwym modom nastąpiło dopiero na podstawie obserwacji procesu sumowania częstości w falowodzie (por. rozdz. 3).

Na rysunku 2.7 przedstawiono zaobserwowane rozkłady natężenia dla długości fali 800 nm dla falowodu o szerokości 4 μ m z próbki A. Ponieważ przy osiąganej selektywności wzbudzania modów rozkłady natężenia dla pary modów o jednakowej liczbie wzbudzeń, lecz o prostopadłych polaryzacjach, były praktycznie nierozróżnialne, pokazano rozkłady jedynie dla modów o polaryzacji V. Dla tej polaryzacji łatwiej było wzbudzić czysty mod. Trzeba podkreślić, że pomimo że rozkłady natężenia dla modów typu V i typu H są bardzo



Rys. 2.9: Zmierzone na wyjściu z falowodu rozkłady natężenia odpowiadające w przybliżeniu podanym modom pola sumy częstości o długości fali 400 nm, w falowodzie z próbki A.

zbliżone (por. rys. 2.4), to sposób sprzęgania do nich jest różny. Dla dobrego sprzęgania do modu V, po obróceniu kierunku polaryzacji o 90° wzbudzała się superpozycja modów H (i vice versa). Dla falowodów z próbek A i B obserwowano 6 modów poprzecznych dla każdej z polaryzacji: mod podstawowy 00, mody wzbudzone pionowo: 01, 02, 03, mod wzbudzony poziomo 10 oraz mod wzbudzony w obydwu kierunkach 11. Selektywne wzbudzenie modu 01 było stosunkowo trudne, ze względu na jednoczesne wzbudzanie modów 00 lub 02 (por. rys. 2.4).

Na rysunku białą linią zaznaczono przybliżone położenie granicy powietrze szkło, uzyskane na podstawie obrazu falowodu oświetlonego światłem białym, uzyskanego bezpośrednio po rejestracji danego modu. Aby wyraźniej zilustrować położenie modu względem geometrii falowodu, na rys. 2.8 zamieszczono obraz wzbudzonego modu 03_H przy jednoczesnym oświetleniu próbki światłem białym.

Rysunek 2.9 przedstawia przykładowe rozkłady natężenia odpowiadające modom falowodu z próbki A dla długości fali bliskiej 400 nm, dla polaryzacji poziomej. Przedstawione zostały rozkłady natężenia promienio-



Rys. 2.8: Rozkład natężenia modu 03_H dla falowodu z próbki A z jednoczesnym oświetleniem falowodu światłem białym. Fałszywe kolory. Widoczna granica kryształ-powietrze oraz rdzenie sąsiednich falowodów.

wania sumy częstości generowanego w falowodzie (por. rozdział 3). W zakresie bliskiego nadfioletu falowód podtrzymuje znacznie więcej modów niż w bliskiej podczerwieni: zaobserwowano mody wzbudzone w pionie do 06_B oraz wzbudzone w poziomie do 30_B .

Uzyskano dobrą jakościową zgodność pomiędzy obliczonymi numerycznie a obserwowanymi doświadczalnie rozkładami natężenia. Nie osiągnięto jednak dobrej zgodności ilościowej (położeń maksimów i minimów), pomimo modyfikowania parametrów falowodu używanych do obliczeń numerycznych. Różnice pomiędzy obliczonymi numerycznie a obserwowanymi rozkładami natężenia, oprócz nieznajomości dokładnego rozkładu współczynnika załamania w analizowanej strukturze oraz niedokładnościami symulacji numerycznych, mogą być spowodowane sposobem obrazowania. Jest niewykluczone, że ustalone obrazowanie wyjścia z falowodu na matrycy CCD na podstawie obrazu płaszczyzny wyjściowej w świetle białym nie obrazowało punktu wzdłuż falowodu, w którym mod zaczyna ulegać dyfrakcji. Jest prawdopodobne, że na końcach falowodu występowały defekty spowodowane bliskością brzegu próbki, takie jak np. zaburzony profil dyfuzji, wskutek których mod zaczynał ulegać dyfrakcji przed osiągnięciem powierzchni wyjściowej. Interpretacja ta jest zgodna z obserwowanymi eksperymentalnie większymi rozmiarami modów w stosunku do



Rys. 2.10: Zmierzone na wyjściu z falowodu rozkłady natężenia, odpowiadające w przybliżeniu modom wymienionym na rysunku, dla falowodu o szerokości 2 μ m z próbki C, dla długości fali 800 nm. Linią ciągłą zaznaczono przybliżone (±0,5 μ m) położenie granicy kryształ-powietrze. Dla modu 03_V widoczne jest wtórne odbicie, wynikające ze sposobu obserwacji rozkładów natężeń, por. rozdz. 6.2.3.



Rys. 2.11: Zmierzone na wyjściu z falowodu rozkłady natężenia odpowiadające w przybliżeniu podanym modom pola sumy częstości w falowodzie z próbki B. Dla modu 00_B przedstawiono rozkład natężenia sumy częstości, dla pozostałych modów rozkłady natężenia wzbudzane bezpośrednio przez wprzęganie wiązki o długości fali 400 nm do falowodu.

rozmiarów obliczonych numerycznie.

2.2.3.3 Mody falowodu o szerokości 2 µm

Na rysunkach 2.10 i 2.11 przedstawiono rozkłady natężenia odpowiadające modom falowodu z próbki C o szerokości 2 μ m. Dla długości fali 800 nm zaobserwowano dla każdej z polaryzacji oprócz modu podstawowego mody wzbudzone w kierunku pionowym: 01, 02 oraz mod wzbudzony w kierunku poziomym 10. W wyniku symulacji numerycznej dla tych rozmiarów falowodu uzyskano wyłącznie mod podstawowy. Niezgodność obliczonej numerycznie liczby modów z obserwowaną może wynikać z niedokładności podanych przez dostawcę parametrów falowodu. Niewykluczone jest również, że obserwowane mody nie są modami prowadzonymi, lecz modami upływowymi propagującymi się tuż poniżej progu [73,75], które obserwowane są ze względu na niewielką długość falowodu.

Rys. 2.11 przedstawia rozkłady natężenia obserwowane dla długości fali 400 nm. Dla modu podstawowego przedstawiono rozkład natężenia uzyskany w wyniku generacji drugiej harmonicznej. Dla wyższych modów przedstawiono mody wzbudzane bezpośrednio przez sprzęganie wiązki o długości fali 400 nm. Szczegółowa dyskusja sposobu sprzęgania wiązki o długości fali 400 nm zawarta jest w rozdziale 4.2.3.

2.3 Podsumowanie

W tym rozdziale omówiłem właściwości fizyczne falowodów PPKTP oraz wynikającą z nich strukturę modów poprzecznych w tych falowodach. Porównałem wyniki symulacji numerycznych z doświadczalnie wyznaczonymi rozkładami natężenia światła w falowodach. Omówiłem także własności symetrii modów. W kolejnych rozdziałach zbadany zostanie wpływ modów poprzecznych na procesy mieszania trzech fal: proces sumowania częstości i proces fluorescencji parametrycznej II typu w falowodach PPKTP.

Rozdział 3

Pomiar dopasowania fazowego

W rozdziale tym przedstawię metodę bezpośredniego pomiaru zależnej od modów poprzecznych funkcji dopasowania fazowego dla procesów mieszania trzech fal II typu w falowodach PPKTP. Omówię wyniki pomiarów oraz dokonam ich porównania z obliczeniami numerycznymi, wykonanymi na podstawie analizy przeprowadzonej w rozdziale 1. Wyniki uzyskane w tym rozdziale posłużą do znalezienia parametrów pracy źródła par fotonów opartego na procesie fluorescencji parametrycznej, opisanego w rozdziale 4.

Należy zauważyć, że pomiary zależności dopasowania fazowego od modów poprzecznych falowodu były prowadzone od początku badań nad nieliniową optyką światłowodową. Pierwsza praca analizująca to zagadnienie została opublikowana w roku 1970 przez Andersona [106,107], który wykorzystywał dyspersję międzymodową do zapewnienia dopasowania fazowego w falowodzie w czasach gdy quasi-dopasowanie fazowe nie było technicznie osiągalne. Dla falowodów PPKTP zależność dopasowania fazowego od modów poprzecznych badali eksperymentalnie Roelofs i wsp. [60] dla przypadku generacji drugiej harmonicznej z dopasowaniem fazowym I typu.

Najistotniejsza część wyników pomiarowych oraz wniosków opisanych w tym rozdziale została opublikowana w czasopiśmie Applied Physics Letters [68].

3.1 Konwencje

Zgodnie z konwencją przyjętą w poprzednim rozdziale, H i V odpowiadają polaryzacjom wyróżnionym przez geometrię falowodu: równoległej i prostopadłej do górnej powierzchni kryształu KTP. Ponieważ w opisanych eksperymentach falowód był zawsze zamocowany równolegle do powierzchni stołu optycznego, polaryzacje te będziemy określać jako poziomą i pionową.

Przez długość fali λ rozumiana będzie długość fali w próżni. Natomiast wektor lub liczba falową k będzie wielkością uwzględniającą wpływ ośrodka, tj. $k = 2\pi n/\lambda$, gdzie n jest współczynnikiem załamania ośrodka. W dalszej części pominę również rozróżnienie w oznaczeniach pomiędzy wektorem falowym k fali swobodnej oraz stałą propagacji β modu poprzecznego i będę posługiwał się wyłącznie oznaczeniem k (z odpowiednim indeksem) dla obu tych wielkości.

Przez szerokość widmową sygnału, jeśli nie podano inaczej, będę rozumiał szerokość połówkową, czyli całkowitą szerokość w połowie maksymalnej wysokości (ang. *full width at half maximum*).

Niepewności pomiarowe, tam gdzie nie podano ich *explicite*, należy przyjąć, że są rzędu ostatniej cyfry znaczącej.



Rys. 3.1: Przykładowe widma drugiej harmonicznej wytwarzanej w falowodzie PPKTP za pomocą szerokopasmowej pompy. Widmo procesu II typu (czarny), I typu (czerwony), 0 typu (niebieski). Widma procesów I i 0 typu przeskalowano 50-krotnie.

3.2 Pomiary wstępne

Aby zidentyfikować rodzaje procesów nieliniowych zachodzących w badanych próbkach falowodów PPKTP dokonano wstępnych pomiarów widma promieniowania drugiej harmonicznej wytwarzanego w falowodzie i jego zależności od polaryzacji. W tym celu układ sprzęgania światła do falowodu przedstawiony na rys. 2.5 uzupełniono o niebieski filtr barwny oraz spektrometr (Ocean Optics USB2000), umieszczony w miejscu matrycy CCD. Przed spektrometrem umieszczony został analizator polaryzacji (polaryzator Glana-Taylora). Badaną próbką była próbka A (o długości 4,2 mm).

Do kolejnych falowodów wprzęgana była wiązka pompująca w postaci impulsów ze skonstruowanego w Laboratorium Procesów Ultraszybkich IFD UW oscylatora tytanowoszafirowego, o czasie trwania ok. 50 fs (po kompresji za pomocą zewnętrznej linii dyspersyjnej), centralnej długości fali ok. 805 nm i szerokości widmowej 20 nm. Moc średnia wiązki wynosiła ok. 1,0 mW, wiązka była spolaryzowana liniowo.

Wiązka wprzęgnięta do falowodu wytwarzała sygnał drugiej harmonicznej o długości fali bliskiej 400 nm. Po odfiltrowaniu wiązki pompującej za pomocą spektrometru obserwowane było widmo sygnału drugiej harmonicznej. Zmieniając polaryzację wiązki pompującej oraz ustawienie analizatora zaobserwowano trzy części składowe widma, różniące się polaryzacją wzbudzającej je wiązki pompującej oraz polaryzacją sumy częstości.

Najintensywniejszy był sygnał pochodzący od procesu II typu, osiągający maksimum dla polaryzacji ukośnej wiązki pompującej. Suma częstości w tym przypadku była spolaryzowana poziomo. Ponadto zaobserwowano procesy osiągające maksimum natężenia dla odpowiednio pionowej i poziomej polaryzacji wiązki pompującej, czyli procesy I i 0 typu. Polaryzacja sumy częstości była w obu przypadkach pionowa, a więc prostopadła do polaryzacji drugiej harmonicznej generowanej w procesie II typu. Przykładowe widmo generacji sumy częstości z

Тур	Pompa 1	Pompa 2	Suma częstości
0	V	V	V
Ι	H	H	V
II	H	V	H

Tab. 3.1: Polaryzacje pól biorących udział w poszczególnych typach procesu sumowania częstości w falowodzie nieliniowym.

wyróżnionymi przyczynkami od poszczególnych procesów przedstawione zostało na rys. 3.1. Należy zauważyć znacznie mniejszą wydajność procesów I i 0 typu (proszę zwrócić uwagę na 50-krotne przeskalowanie widm tych procesów na rys. 3.1), wynikającą w oczywisty sposób z faktu, że okres inwersji domen nieliniowych w używanym falowodzie był dopasowany do procesu II typu. Przyczynki od procesów I i 0 typu wynikały z wyższych rzędów quasi dopasowania fazowego, por. rozdział 1.3.2. Ze względu na różnice w warunku dopasowania fazowego poszczególne procesy obserwowane były w nieco różnych obszarach widmowych. W tabeli 3.2 podsumowano polaryzacje pól biorących udział w procesach 0, I i II typu.

Ponadto zaobserwowana została wyraźna zależność natężeń poszczególnych linii widmowych od sposobu wprzęgania wiązki pompującej do falowodu. Jest to skutek opisanej w rozdziale 1.3.3 zależności warunku dopasowania fazowego w falowodzie od modów poprzecznych wiązki pompującej. W dalszej części tego rozdziału opiszę szczegółowo sposób i wyniki eksperymentalnej analizy tego zjawiska.

3.3 Cel i metoda pomiaru

Nadrzędnym celem niniejszej pracy jest realizacja procesu fluorescencji parametrycznej w nieliniowym falowodzie PPKTP. Jak wspomniano już wcześniej, rozważany będzie proces fluorescencji parametrycznej pompowany wiązką o długości fali bliskiej 400 nm a więc długości fali łatwo dostępnej albo w postaci impulsowej jako druga harmoniczna impulsów femtosekundowych z oscylatorów tytanowo-szafirowych, albo bezpośrednio z laserów diodowych. Sumaryczna energia fotonów pary powstającej w procesie fluorescencji parametrycznej musi być równa energii fotonu pompującego. Tutaj rozważać będziemy częstości fotonów fluorescencji parametrycznej bliskie degeneracji, co odpowiada ich długościom fali bliskim 800 nm. Jest to korzystny zakres spektralny do wykonywania eksperymentów kwantowooptycznych ze względu na dobrą wydajność niskoszumnych detektorów pojedynczych fotonów opartych na krzemowych fotodiodach lawinowych oraz łatwa dostępność impulsów femtosekundowych z oscylatorów tytanowo-szafirowych. Ponadto rozważany bedzie wyłacznie proces fluorescencji parametrycznej II typu, w którym fotony wygenerowanej pary są prostopadle spolaryzowane. Dzięki temu przy wytwarzaniu par o zdegenerowanych częstościach możliwe jest ich proste rozdzielenie w przestrzeni za pomocą kostki polaryzującej. Umożliwia to również łatwe wytworzenie splątanych polaryzacyjnie par fotonów [35, 58].

Jak pokazano w rozdziale 1.4 w falowodzie wielomodowym pary fotonów fluorescencji parametrycznej moga być emitowane w różnych modach poprzecznych, zgodnie z równaniem (1.49). Udział poszczególnych modów poprzecznych określony jest przez widmo czasowe i przestrzenne wiazki pompujacej i przez odpowiadające trójkom modów poprzecznych (tj. modowi pompy i parze modów fotonów fluorescencji parametrycznej) funkcje dopasowania fazowego $\Phi_{lmn}(\omega_V, \omega_H)$, składające się z całki przekrywania trójek modów poprzecznych S_{lmn} oraz czynnika określającego niedopasowanie fazowe Δk_{lmn} . Aby w pełni kontrolować własności fotonów fluorescencji parametrycznej konieczna jest znajomość wszystkich tych parametrów. Spośród tych trzech wielkości, wielkościami o wartościach określonych przez strukturę i materiał falowodu są całki przekrywania oraz warunki dopasowania fazowego. W ogólności możliwe jest ich wyznaczenie na podstawie wyników symulacji numerycznych funkcji modowych w falowodzie. W praktyce jednak wyniki symulacji nie sa ścisłe, nie tylko ze względu na przybliżenia numeryczne, ale głównie ze względu na jedynie przybliżoną znajomość profilu współczynnika załamania w falowodzie. Od profilu współczynnika załamania m. in. istotnie zależą wartości stałych propagacji modów poprzecznych, na podstawie których wyznaczana jest funkcja dopasowania fazowego,

por. (1.50), (1.52) [60, 133].

W związku z powyższym konieczne jest dokonanie pomiaru funkcji dopasowania fazowego dla procesu fluorescencji parametrycznej $\Phi_{lmn}(\omega_V, \omega_H)$, dla różnych trójek modów poprzecznych falowodu (l,m,n). Bezpośredni pomiar tej funkcji poprzez obserwację fotonów fluorescencji parametrycznej jest trudny, ze względu na niewielką wydajność tego procesu oraz ponieważ w procesie fluorescencji parametrycznej pod kontrolą eksperymentatora znajduje się tylko jedno pole optyczne: pole wiązki pompującej. Aby dokonać w sposób wydajny pomiaru funkcji dopasowania fazowego należy skorzystać z faktu, że, procesem odwrotnym do procesu fluorescencji parametrycznej II typu, w którym foton pola *B* rozpada się na 2 fotony *H* i *V*, jest proces mieszania trzech fal II typu, w którym częstości fotonów pól *H* i *V* sumują się, by dać foton pola *B*. Procesy te opisane są jednakowym warunkiem dopasowania fazowego [por. (1.52), (1.43)]:

$$\Delta k_{lmn} = k_B^{(n)}(\omega_B) - k_H^{(l)}(\omega_H) - k_H^{(m)}(\omega_V) + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0, \qquad (3.1)$$

gdzie $\omega_B = \omega_H + \omega_V$, a oprócz zmiany sposobu oznaczania stałej propagacji z β na k, oznaczenia są zgodne z używanymi w rozdziale 1. Jednakowość warunków dopasowania fazowego nie jest zaskakująca, gdyż warunek ten jest w swojej istocie warunkiem zachowania pędu fotonów biorących udział w oddziaływaniu nieliniowym.

Wykonywanie pomiarów dla procesu sumowania częstości jest korzystniejsze, gdyż jest to proces o wiele bardziej wydajny od procesu fluorescencji parametrycznej. Ponadto, w przypadku procesu II typu, możliwa jest niezależna kontrola widma i modu poprzecznego zarówno pola H, jak i pola V, co daje więcej użytecznych eksperymentalnie stopni swobody.

Używając opisu uproszczonego, pomiar warunku dopasowania fazowego będzie polegał na przemiataniu częstości ω_H oraz ω_V dla wiązek pompujących H i V wprzęgniętych do falowodu w wybranych modach poprzecznych l i m i pomiarze natężenia sumy częstości w modzie poprzecznym n. Obserwowane natężenie będzie osiągało maksimum, gdy dla danych długości fali spełniony będzie warunek dopasowania fazowego (3.1) dla trójki modów (l,m,n). Natężenie będzie proporcjonalne do kwadratu całki przekrywania S_{lmn} . Poprzez wprzęganie różnych modów wiązek pompujących znalezione zostaną położenia widmowe warunków dopasowania dla różnych kombinacji modów trzech pól biorących udział w oddziaływaniu nieliniowym. Oddziaływanie nieliniowe, w którym pola H i V w modach ij_V oraz $i'j'_H$ dają pole sumy częstości w modzie kl_B będę nazywał procesem nieliniowym dla trójki modów i oznaczał symbolem: $ij_V + i'j'_H \leftrightarrow kl_B$. Użyłem strzałki dwustronnej by zaznaczyć symetrię pomiędzy sumowaniem częstości i fluorescencją parametryczną.

Wykorzystując wyniki uzyskane w rozdziale 1.3.3 pokażę teraz, że możliwy jest pomiar funkcji dopasowania fazowego dla procesu fluorescencji parametrycznej przy wykorzystaniu procesu sumowania częstości.

Dla przypomnienia przepiszmy tutaj równanie (1.41), opisujące amplitudę pola sumy częstości w modzie n przy pompowaniu szerokopasmową pompą wielomodową:

$$A_B^{(n)}(L,\omega_B) =$$

$$= \frac{2d_{\text{eff}}\omega_B L}{\beta_B^{(n)}c^2} \sum_{l,m} \int d\omega_H A_H^{(l)}(\omega_H) A_V^{(m)}(\omega_B - \omega_H) e^{i\Delta k_{lmn}(\omega_H,\omega_B)L/2} \Phi_{lmn}(\omega_H,\omega_B - \omega_H),$$
(3.2)

Korzystając z tego wyrażenia spróbujemy obliczyć mierzalną wielkość jaką jest całkowite natężenie pola sumy częstości na wyjściu z falowodu. Na początku zauważmy, że całkowite pole elektryczne sumy częstości, o częstości ω_B , będzie składać się z przyczynków pochodzących od różnych modów poprzecznych:

$$\mathcal{E}_B(\mathbf{r},\omega_B) = \sum_n A_B^{(n)}(z,\omega_B) u_B^{(n)}(x,y) \mathrm{e}^{ik_B^{(n)}z}.$$
(3.3)

Aby obliczyć natężenie rejestrowane przez detektor o dużej powierzchni należy wyznaczyć kwadrat modułu powyższego wyrażenia oraz dokonać całkowania po kierunkach poprzecznych, uzyskując:

$$I_B(z,\omega_B) \propto \sum_n \left| A_B^{(n)}(z,\omega_B) \right|^2, \qquad (3.4)$$

gdzie skorzystaliśmy z ortonormalności funkcji modowych $u_B^{(n)}(x,y)$, co fizycznie odpowiada brakowi interferencji pomiędzy falami w ortogonalnych modach. Oznacza to, że możemy analizować wyrażenie (3.2) niezależnie dla różnych modów pola sumy częstości.

Dla uproszczenia dalszej analizy przyjmijmy, że pola H i V są wprzęgnięte do falowodu w dobrze określonych modach poprzecznych o indeksach odpowiednio l i m. Ponadto załóżmy, że pola H i V są polami monochromatycznymi o częstościach ω_V^0 i ω_H^0 , co oznacza, że całkę w równaniu (3.2) można pominąć, a częstości $\omega_{H,V}$ zastąpić przez $\omega_{H,V}^0$. Dla monochromatycznych wiązek pompujących pole sumy częstości może być wygenerowane wyłącznie dla częstości $\omega_B = \omega_V^0 + \omega_H^0$, w związku z czym nie jest konieczne całkowanie po częstościach ω_B . Otrzymujemy więc wyrażenie na natężenie sumy częstości w modzie poprzecznym n wzbudzanego przez nieliniowe oddziaływanie pól w modach poprzecznych l i m:

$$I_B^{(lmn)} \propto S_{lmn}^2 / n_{\text{eff},B}^{(n)}(\omega_V + \omega_H) \ I_V^{(l)} \ I_H^{(m)} \ \Phi_{lmn}^2(\omega_V, \omega_H), \tag{3.5}$$

gdzie $I_{H,V} = a_{H,V}^2$ są natężeniami pól H i V. Jest to zależność z dokładnością do czynnika $S_{lmn}^2/n_{\text{eff},\text{B}}^{(n)}$ tożsama z równaniem (1.23) otrzymanym dla najprostszego modelu procesu sumowania częstości płaskich fal monochromatycznych. Dla czytelności pominięto indeksy ⁰ przy częstościach.

Dla niewielkich zakresów spektralnych efektywny współczynnik załamania zmienia się nieznacznie (poniżej 1% dla zakresu 20 nm w bliskim nadfiolecie), w związku z czym jego zależność od częstości w równaniu (3.5) można pominąć — choć należy pamiętać, że zależność efektywnych współczynników załamania od częstości pozostaje w funkcji dopasowania fazowego $\Phi_{lmn}(\omega_V, \omega_H)$.Po dokonaniu tego przybliżenia otrzymujemy, że dla monochromatycznych wiązek pompujących unormowane natężenie sumy częstości jest proporcjonalne do kwadratu szukanej funkcji dopasowania fazowego:

$$I_{\rm norm}^{(lmn)}(\omega_V,\omega_H) = \frac{I_B^{(n)}(\omega_V,\omega_H)}{I_V^{(l)} I_H^{(m)}} \propto S_{lmn}^2 \Phi_{lmn}^2(\omega_V,\omega_H).$$
(3.6)

Podsumowując: mierząc zależność znormalizowanego natężenia sumy częstości w modzie n od częstości monochromatycznych pól pompujących w modach przestrzennych l, muzyskuje się wielkość wprost proporcjonalną do funkcji dopasowania fazowego dla danej trójki modów. W rzeczywistości w wyniku pomiaru zależności natężenia znormalizowanego od częstości zmierzone zostaną funkcje dopasowania fazowego dla kilku trójek modów, odpowiadających tym samym modom wiązek pompujących H, V, lecz różnym modom sumy częstości. Zgodnie z równaniem (3.4) mierzony sygnał będzie sumą natężeń sygnałów pochodzących od różnych modów pola sumy częstości. Ze względu na różne dla różnych modów sumy częstości geometryczne poprawki do efektywnego współczynnika załamania, warunek dopasowania fazowego dla różnych modów sumy częstości będzie spełniony dla wyraźnie rozseparowanych częstości ω_H, ω_V . Przekrywanie sygnałów pochodzących od różnych modów sumy częstości będzie w związku z tym znikome. Pozwala to przyjąć, przy założeniu wiązek pompujących w czystych modach przestrzennych, że dla danej pary częstości ω_H , ω_V obserwowany będzie sygnał tylko od pojedynczego modu sumy częstości, czyli proprocjonalny do kwadratu funkcji dopasowania fazowego dla jednego tylko procesu.

Równanie (3.6) jest słuszne dla monochromatycznych pól pompujących. Dla pól niemonochromatycznych o szerokościach widmowych $\Delta \omega$ zależność (3.6) ulega poszerzeniu. Ścisłe obliczenie wartości poszerzenia wymaga numerycznego obliczenia wielkości (3.4), (3.2), czego dokonamy w dlaszej części rozdziału.

W przypadku wiązek pompujących wprzęgniętych do kilku modów poprzecznych przy obliczaniu natężenia (3.4) pojawią się człony interferencyjne. Ze względu na strukturę widmową funkcji dopasowania fazowego z dobrym przybliżeniem można człony te zaniedbać i przyjąć, że obserwowane natężenie będzie sumą natężeń procesów nieliniowych dla różnych trójek modów.

Powyższe rozważania są słuszne pod warunkiem, że transmisja falowodu nie zmienia się istotnie w badanym zakresie częstości. W przypadku prezentowanych tu badań częstości wiązek pompujących zmieniane były w zakresie odpowiadającym długościom fali w próżni 800 ± 15 nm, co odpowiada sumie częstości z zakresu $400 \pm 7,5$ nm. W tych niewielkich zakresach spektralnych transmisja KTP zmienia się bardzo nieznacznie [53]. Również straty wynikające ze struktury geometrycznej falowodu można przyjąć za stałe w tak małym zakresie długości fali.

Podsumowując, pomiar zbioru funkcji dopasowania fazowego dla różnych trójek modów poprzecznych falowodu sprowadza się do pomiaru dwuwymiarowego widma sumy częstości $I_{norm}(\omega_V,\omega_H)$ dla różnych modów poprzecznych wiązek pompujących. Ponieważ badane falowody PPKTP miały okres inwersji domen nieliniowych zoptymalizowany dla mieszania trzech fal w podstawowych modach poprzecznych na długości fali bliskiej 800 nm, pomiary funkcji dopasowania fazowego przeprowadzone zostaną w zakresie spektralnym wokół 800 nm. Poniżej opiszę układ doświadczalny i szczegółową metodę pomiaru zależności natężenia znormalizowanego od częstości i modów poprzecznych wiązek pompujących.

3.4 Układ doświadczalny

Schemat wykorzystanego układu doświadczalnego przedstawiony jest na rysunku 3.2. Układ składał się z trzech zasadniczych części: układu przygotowania wiązek pompujących, sprzęgania i wyprzęgania wiązek z falowodu oraz układu detekcji. Pierwsza i ostatnia z tych części zostaną szczegółowo omówione w dwóch kolejnych podrozdziałach. Układ wprzęgania i wyprzęgania światła do/z falowodu został opisany w w podrozdziałe 2.2.3. Pomiary wykonano głównie dla próbek A i B oraz w ograniczonym zakresie dla próbki C. Pomiary dla próbki C zostały wykonane przy wykorzystaniu uproszczonej wersji układu doświadczalnego, omówionej później. Dla każdej z próbek do przeprowadzenia pomiarów wybrany został falowód wykazujący największą wydajność generacji sumy częstości II typu dla pompowania impulsami o centralnej długości fali 800 nm.

3.4.1 Przygotowanie wiązek pompujących

Zadaniem części przygotowującej wiązki było niezależne strojenie częstości (długości fali) wiązek pompujących V i H w badanym zakresie spektralnym, a także możliwie selektywne niezależne wzbudzanie wybranych modów poprzecznych w falowodzie.

Źródłem promieniowania na potrzeby eksperymentu był wspomniany w podrozdziale 3.2 femtosekundowy oscylator tytanowo-szafirowy o centralnej długości fali strojonej w zakresie 795 - 805 nm i szerokości widmowej 20 nm. Do strojenia długości fali wykorzy-

stano dwa zestawy wąskopasmowych filtrów interferencyjnych, o szerokości połówkowej 0,6 nm, centralnej długości fali odpowiednio 815 i 800 nm, transmisji maksymalnej 40%. W połączeniu z szerokością widmową wiązki z oscylatora oraz z możliwością łatwego strojenia centralnej długości fali oscylatora, możliwe było pokrycie za pomocą pary filtrów interferencyjnych zakresu długości fali 792 – 815 nm. Strojenie odbywało się poprzez obracanie filtra interferencyjnego, zamocowanego na stoliku obrotowym za pomocą silnika krokowego, w dwóch zakresach: od 815 do 799 nm oraz od 800 do 792 nm. Obrót filtra interferencyjnego powodował nieznaczne poszerzenie pasma transmisji filtra, do szerokości 0,7 nm dla maksymalnego używanego kąta obrotu. Ponadto na granicy wspomnianych zakresów następował istotny spadek transmisji filtrów.

Wykorzystane filtry interferencyjne posiadały jedną z najmniejszych dostępnych w handlu szerokości widmowych: 0,6 nm (Spectrofilm Inc., USA). Warto jednak zauważyć, że dalsze zmniejszenie szerokości widmowej filtrów byłoby niekorzystne dla opisywanego eksperymentu, gdyż ograniczyłoby wydajność generacji sygnału sumy częstości wskutek dwóch efektów: zmniejszenia mocy promieniowania przepuszczanego przez filtr o mniejszej szerokości widmowej oraz w wyniku wydłużenia czasu trwania impulsów wskutek zawężenia ich widma.

Istotnym zagadnieniem było zapewnienie stabilności sprzęgania wiązek pompujących do falowodu podczas strojenia długości fali przez obracanie filtrów. Ze względu na znaczną grubość filtrów (5 mm), w wyniku ich obracania wiązka doznawała nie dającego się zaniedbać przesunięcia. W celu kompensacji tego efektu skonstruowany został układ o geometrii interferometru Michelsona, przedstawiony na rys. 3.2. Spolaryzowana liniowo, poziomo względem powierzchni stołu optycznego wiązka z oscylatora femtosekundowego o mocy średniej ok. 500 mW, przechodziła przez linię dyspersyjną (DL) oraz izolator optyczny (OI) zabezpieczający przed odbiciami powracającymi z układu do wnęki oscylatora. Linia dyspersyjna wykorzystywała podwójne przejście przez parę pryzmatów z ciężkiego szkła (SF10). Użycie ciężkiego szkła było konieczne, by skompensować znaczną dyspersję wprowadzaną przez izolator optyczny. Po opuszczeniu izolatora wiązka przechodziła przez płytkę półfalową zerowego rzędu, obracającą kierunek polaryzacji, po czym rozdzielana była na dielektrycznej kostce polaryzującej (PBS1) na składowe polaryzacyjne V i H.

W drodze każdej ze składowych znajdował się filtr interferencyjny zamocowany na sterowanym silnikiem krokowym stoliku obrotowym (IF). W każdym z ramion wiązka była zawracana za pomocą lustra srebrnego zamocowanego na sterowanym piezoelektrycznie uchwycie kinematycznym (PM). Ponadto w ramieniu dla wiązki przechodzącej lustro było umieszczone na stoliku przesuwnym, umożliwiającym wyrównanie długości ramion, w celu uzyskania przekrycia czasowego impulsów o prostopadłych polaryzacjach na wejściu do falowodu. Płytki ćwierćfalowe ($\lambda/4$) umieszczone w każdym z ramion interferometru po dwukrotnym przejściu powodowały obrót kierunku polaryzacji liniowej o 90° dzięki czemu prostopadle spolaryzowane wiązki współliniowo opuszczały interferometr. Wyrównanie długości ramion w interferometrze wykonywane było na podstawie sygnału interferencji spektralnej. Aby umożliwić interferencję dwóch prostopadłych, współliniowych wiązek opuszczających interferometr na ich drodze umieszczany był polaryzator zorientowany pod kątem 45°. Widmo interferujących wiązek obserwowane było za pomocą spektrometru. Regulacja długości ramion następowała aż do zaobserwowania zerowego prążka interferencji spektralnej.

Opisany układ zapewniał kompensację przesunięcia wiązki wprowadzanego przez obrót filtrów interferencyjnych, przy założeniu ich płaskorównoległości. W praktyce z powodu nieznacznej nierównoległości powierzchni filtrów interferencyjnych ich obracanie nadal powodowało zmianę sposobu sprzęgania wiązek do falowodu. Aby zminimalizować ten resztkowy efekt skonstruowany został układ aktywnej stabilizacji sprzęgania. W tym celu za



Rys. 3.2: Schemat układu doświadczalnego do pomiaru funkcji dopasowania fazowego dla procesu mieszania trzech fal w falowodzie. Wiązka z oscylatora szafirowego po przejściu przez pryzmatyczną linię dyspersyjną (DL) i izolator optyczny za pomocą kostki polaryzującej PBS1 rozdzielana jest na dwa ramiona, w których znajdują się: wąskopasmowy filtr interferencyjny IF oraz płytka ćwierćfalowa $\lambda/4$, zakończone lustrami na uchwycie piezoelektrycznym PM. Płytki częściowo przepuszczalne BS1,2 oddzielają wiązkę kierowaną do spektrometru (SP) oraz do układu detekcji położenia wiązek wykorzystującego fotodiody kwadrantowe QD. Teleskop T wraz z soczewką asferyczną AL służą do wprzęgnięcia wiązki do falowodu W. Światło opuszczające falowód za pomocą obiektywu mikroskopowego (Obj) kierowane jest na lustra dichroiczne DM, a następnie przez odpowiedni filtr barwny F na matryce CCD, fotodiody krzemowe PD1,2 lub fotodiodę GaP PD3. Linią przerywaną oznaczono zwierciadła zamocowane na uchwytach pozwalających na ich łatwe usunięcie z drogi wiązki światła.

interferometrem ok. 4% natężenia wiązek pompujących kierowane było za pomocą lustra półprzepuszczalnego BS1 do umieszczonej w odległości ok. 4 m kostki polaryzującej PBS2, rozdzielającej obie składowe polaryzacyjne; następnie każda z nich kierowana była do fotodiody kwadrantowej (czwórdzielnej), która służyła do monitorowania położenia wiazki. Sygnałem z fotodiody kwadrantowej użytecznym do monitorowania położenia wiązki jest sygnał różnicowy pomiędzy górną i dolną połówką fotodiody oraz pomiędzy połówkami lewą i prawą. Do odczytywania tych sygnałów wykorzystany został posiadany układ elektroniczny detektora położenia wiązki laserowej, po doposażeniu go w interfejs komputerowy oraz dostosowaniu czułości do niewielkich mocy wiązek docierających do fotodiod. Sygnały różnicowe z fotodiod kwadrantowych były odczytywane przez komputer sterujący eksperymentem i służyły jako sygnał sprzężenia zwrotnego do sterowania położeniem luster PM. Pochylanie luster umożliwiało w znacznym skorygowanie efektów wprowadzanych przez obrót filtrów interferencyjnych. Korekta miała zmniejszoną skuteczność dla dużych kątów obrotu filtrów interferencyjnych, w wyniku zmniejszenia mocy docierającej do fotodiod kwadrantowych, ze względu na wspomniany wcześniej spadek transmisji filtrów dla dużych katów obrotu.

Pewną wadą przedstawionego układu był brak możliwości bezpośredniego monitorowania wydajności sprzęgania do falowodu; dla zapewnienia wiarygodności pomiaru zależności znormalizowanego natężenia od długości fali konieczne jest zminimalizowanie zmian wydajności sprzęgania, od której sygnał sumy częstości zależy liniowo dla każdej z polaryzacji (czyli efektywnie kwadratowo dla obu polaryzacji jednocześnie). W typowych układach stabilizacji sprzęgania do falowodu (lub włókna optycznego) jako sygnał sprzężenia zwrotnego stosuje się moc wprzęgniętą do struktury światłowodzącej, monitorowaną na wyjściu ze struktury. W przypadku opisywanego eksperymentu, zastosowanie tego rozwiązania było niemożliwe, ponieważ pozbawiłoby układ możliwości selektywnego wzbudzania wybranego modu poprzecznego w falowodzie, powodując zawsze optymalizację sprzęgania do modu, który sprzęga się najwydajniej.

Selektywne wzbudzanie wybranych modów poprzecznych w falowodzie uzyskiwane było w sposób analogiczny do opisanego w części 2.2.3. Dzięki rozdzieleniu ścieżek polaryzacji interferometrze możliwe było jednoczesne niezależne wzbudzanie modów dla wiązki pompującej V i H, poprzez niezależne pochylanie luster PM w każdym z ramion oraz ewentualne wprowadzanie odpowiednio pochylonej płytki szklanej w odpowiednim ramieniu interferometru w celu wzbudzenia modu 10 (pierwszego wzbudzonego poziomo). Należy zaznaczyć, że wzbudzanie pary wybranych modów jednocześnie dla obu składowych polaryzacyjnych było zadaniem trudniejszym niż wzbudzanie jednej tylko składowej polaryzacyjnej: było to spowodowane brakiem możliwości niezależnej regulacji położenia falowodu względem soczewki asferycznej AL. Szczególnie utrudnione było wzbudzanie modów znacznie różniących się liczbą wzbudzeń, np. 00_H i 03_V .

Po zoptymalizowaniu sprzęgania wiązek pompujących do wybranej pary modów poprzecznych ustalany był punkt pracy układu stabilizacji sprzęgania, poprzez wycentrowanie wiązek padających na detektory kwadrantowe.

Podsumowując, opisany układ przygotowujący wiązki pompujące pozwalał na niezależną regulację długości fali prostopadle spolaryzowanych wiązek pompujących w zakresie 792 – 815 nm oraz na niezależną kontrolę wzbudzanego przez nie modu poprzecznego w falowodzie. Zapewniona była również aktywna stabilizacja wydajności sprzęgania do wybranego modu poprzecznego, niezależna dla obydwu wiązek pompujących.

3.4.2 Układ detekcji

Pozostała część układu służyła do pomiaru wielkości niezbędnych do wyznaczenia funkcji dopasowania fazowego. Do pomiaru długości fali służył spektrometr Ocean Optics USB2000, do którego kierowana była niewielka część biegnących współbieżnie wiązek pompujących. Odczyt centralnej długości fali dokonywany był z dokładnością 0,1 nm poprzez dopasowywanie krzywej gaussowskiej do zmierzonych widm.

Promieniowanie opuszczające falowód, zebrane przez obiektyw mikroskopowy o zredukowanej dwójłomności, kierowane było na zwierciadło dichroiczne DM, oddzielające sygnał sumy częstości o długości fali ok. 400 nm od wiązek pompujących o długości fali bliskiej 800 nm. Dodatkowo pozostałości wiązek pompujących były usuwane za pomocą filtra barwnego F. Sygnał sumy częstości był ogniskowany za pomocą soczewki na fotodiodzie GaP (PD3). Maksymalna moc wytwarzanego sygnału sumy częstości wynosiła ok. 50 μ W. W celu umożliwienia rejestracji możliwie niewielkich mocy sygnału sumy częstości (na poziomie 0,1 μ W, tj. porównywalnym z poziomem szumów) do pomiaru sygnału elektrycznego wytwarzanego na fotodiodzie PD3 zastosowano detekcję fazoczułą (lock-in). W tym celu przed fotodiodą PD3 umieszczono przerywacz wiązki (chopper), sprzężony z komercyjnym detektorem typu lock-in, do którego kierowany był sygnał elektryczny z fotodiody. Wykorzystanie detekcji fazoczułej pozwoliło na istotne zwiększenie stosunku sygnału do szumu dla niewielkich natężeń sygnału.

Rozkład natężenia sumy częstości na wyjściu z falowodu był obserwowany na matrycy CCD1, na którą obrazowana była płaszczyzna wyjściowa falowodu, analogicznie jak w podrozdziale 2.2.3. Sygnał sumy częstości był rozdzielany na części kierowane do fotodiody i matrycy CCD za pomocą płytki światłodzielącej 50/50 (BS3).

Zgodnie z równaniem (3.6), w celu wyznaczenia zależności widmowej funkcji dopasowania fazowego konieczne jest wyznaczenie natężenia sumy częstości znormalizowanego względem natężeń wiązek pompujących $I_{\text{norm}} = I_B/(I_H I_V)$. Aby wyznaczyć względne natężenia wiązek pompujących, po odfiltrowaniu większości słabego sygnału sumy częstości za pomocą lustra dichroicznego, wiązki rozdzielano na kostce polaryzującej PBS3, ogniskowano i kierowano do fotodiod krzemowych. Dzięki zastosowaniu obiektywu mikroskopowego o zredukowanej dwójłomności sygnały z fotodiod były proporcjonalne do odpowiedniej składowej polaryzacyjnej propagującej się w falowodzie. Alternatywnie, po przesunięciu lustra uchylnego, wiązki mogły być kierowane na matrycę CCD (CCD2), w celu obserwacji obrazowanej na matrycy powierzchni wyjściowej falowodu. Pozwalało to na monitorowanie modów przestrzennych wiązek pompujących wzbudzanych w falowodzie.

W świetle tego, że mierzoną wielkością było natężenie znormalizowane, należy podkreślić, że zmiany wydajności sprzęgania wiązek pompujących do falowodu nie powodują zmian natężenia znormalizowanego, a więc nie zwiększają niepewności wyznaczenia tej wielkości. Tym, co powoduje zafałszowanie wyników pomiaru natężenia znormalizowanego, jest zmiana wzbudzanego modu poprzecznego wiązki pompującej, przy braku lub niewielkiej zmianie mocy światła wprzęgniętego do falowodu. Sytuacja taka powoduje spadek sygnału sumy częstości (ponieważ zmniejszony jest udział modu wiązki pompującej, dla którego na danej długości fali jest spełnione dopasowanie fazowe), przy niewielkiej zmianie natężeń odczytywanych na fotodiodzie PD1 lub PD2. Powoduje to zmniejszenie wartości natężenia znormalizowanego. Stąd wynika waga układu stabilizacji sprzęgania wiązek pompujących do falowodu.

Ponieważ celem opisywanych pomiarów było jedynie wyznaczenie położenia widmowego funkcji dopasowania fazowego dla różnych trójek modów poprzecznych i względnych wydajności procesów nieliniowych odpowiadających poszczególnym trójkom modów, znajomość bezwględnych natężeń poszczególnych sygnałów nie była konieczna. W związku z tym wskazania fotodiod nie zostały skalibrowane w sposób bezwzględny — stosowano jedynie odejmowanie tła oraz zweryfikowano liniowość odpowiedzi. Zmierzone natężenia zapisywane były w jednostkach umownych.

Przyjęto również założenie, że w badanym niewielkim zakresie spektralnym wydajność detekcji dla fotodiod jest niezależna od długości fali — na podstawie specyfikacji technicznych użytych fotodiod można oszacować, że wprowadza to błąd systematyczny nie przekraczający 2%. Można spodziewać się, że będzie to wartość niewielka w porównaniu z niepewnościami wprowadzanymi przez wahania sposobu sprzęgania wiązek pompujących do falowodu. Założono również, że straty w układzie detekcji nie zależą od długości fali. Założenie to jest bardzo dobrze spełnione dla wiązek pompujących; dla wiązki sumy częstości, będącej w obszarze bliskiego nadfioletu, różnice transmisji obiektywu pomiędzy krańcami badanego zakresu spektralnego wynoszą do 3%. Utrudnione pozostaje weryfikacja założenia w stosunku do strat w falowodzie oraz podczas wyprzęgania światła z falowodu.

Opisany układ pomiarowy kontrolowany był przez dedykowaną aplikację w środowisku Lab View (National Instruments), zbierającą sygnały z fotodiod oraz ze spektrometru, kontrolującą położenia filtrów i luster sterowanych piezoelektrycznie. Pozwalało to na zautomatyzowany pomiar dwuwymiarowego widma sumy częstości dla ustalonej pary modów wiązek pompujących, w zakresie obejmowanym przez pojedynczą parę filtrów interferencyjnych.

3.5 Pomiary i analiza wyników

3.5.1 Widma jednowymiarowe

Przed rozpoczęciem zbierania pełnych dwuwymiarowych widm sumowania częstości zdecydowano się na dużo mniej czasochłonne pomiary widm jednowymiarowych, wykonywanych dla jednakowych (zdegenerowanych) długości fali obu wiązek pompujących. W takiej sytuacji dla ustalonych modów wiązek pompujących natężenie znormalizowane zgodnie z równaniem (3.6) proporcjonalne jest do:

$$I_{\rm norm}^{(n)}(\omega) \propto S_{lmn}^2 {\rm sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_{lmn}(\omega,\omega)L}{2}\right).$$
(3.7)

Rzeczywisty obserwowany sygnał będzie sumą sygnałów pochodzących od różnych trójek modów biorących udział w oddziaływaniu nieliniowym oraz będzie nieznacznie poszerzony spektralnie ze względu na niezerową szerokość widmową używanych wiązek pompujących.

Pomiar tego typu dostarcza informacji o długości fali, dla której spełniony jest warunek dopasowania fazowego (1.43) dla danej trójki modów poprzecznych, dla zdegenerowanych długości fali (tj. dla generacji drugiej harmonicznej). Rozważany pomiar pozwala zatem stwierdzić w jakim stopniu rozseparowane widmowo są poszczególne funkcje dopasowania fazowego. Ponadto daje informację o szerokości widmowej funkcji dopasowania fazowego. W dalszej części pracy przez częstość (długość fali) dopasowania fazowego lub przez położenie spektralne danej funkcji (procesu) dopasowania fazowego będę rozumiał częstość dla której zdegenerowany w częstościach pompy proces nieliniowy opisywany przez tą funkcję ma maksymalną wydajność.

Cykl pomiarowy przebiegał następująco: opisaną wcześniej metodą w falowodzie wzbudzane były rozkłady natężenia wiązek pompujących możliwie bliskie rozkładom natężenia dla żądanych modów poprzecznych. Rozkłady natężenia były obserwowane na matrycy CCD2. Po uzyskaniu zadowalających rozkładów natężenia ustalany był punkt pracy układu stabilizacji sprzęgania wiązek pompujących. Długość fali wiązek pompujących była zmieniania skokowo poprzez jednoczesny i jednakowy obrót filtrów interferencyjnych IF1, IF2, z krokiem 0,1 nm. Po każdym obrocie filtrów, układ detekcji położenia wiązek sprawdzał i ewentualnie modyfikował sprzęganie wiązek pompujących poprzez odpowiednie pochylenie luster PM. Bieżąca długość fali była odczytywana przez spektrometr i zapisywana, po czym następował zapis wartości unormowanego natężenia $I_{\rm norm}$, jak również bezpośrednich wskazań wszystkich 3 fotodiod. Dla każdej długości fali odczyt był uśredniany (co najmniej 10-krotnie), co pozwalało oszacować niepewności pomiarowe wynikające ze statystycznego charakteru mierzonych wielkości; należy jednak podkreślić, że główną przyczyną błędów pomiarowych były zmiany sposobu sprzęgania wiązek pompujących w trakcie przemiatania długości fali.

Najczęściej pomiar był przeprowadzany dla zakresu spektralnego pokrywanego przez jeden filtr spektralny, typowo w zakresie 799 – 815 nm, ponieważ w tym zakresie obserwowano sygnał od większości trójek oddziałujących modów poprzecznych. Pomiar w pełnym obserwowanym zakresie spektralnym: 792 - 815 nm wymagał połączenia danych zebranych w dwóch pomiarach, dla dwóch zestawów filtrów interferencyjnych.

Typowe widmo uzyskiwane w wyniku pomiaru (przez widmo będę rozumiał zależność znormalizowanego natężenia od długości fali) przedstawiono na rys. 3.3. Poszczególne maksima odpowiadają spełnieniu warunku dopasowania fazowego dla różnych trójek modów poprzecznych. Niektórym maksimom odpowiadał rozkład natężenia w wiązce sumy częstości (obserwowany na matrycy CCD1) odpowiadający dobrze określonemu modowi poprzecznemu. Dla innych sygnałów trudno było przypisać mody poprzeczne, najczęściej ze względu na interferencję pochodzącą od kilku nakładających się pasm funkcji dopasowania fazowego.

Względne natężenia obserwowanych linii widmowych, zgodnie z przewidywaniami, zmieniały się dramatycznie wraz ze zmianą modów poprzecznych wiązek pompujących. Efekt ten ilustruje rys. 3.4, na którym nałożone zostały widma uzyskane dla wielu różnych modów poprzecznych wiązek pompujących.



Rys. 3.3: Przykładowe jednowymiarowe widmo sumy częstości. Mody poprzeczne wiązek pompujących: $(00_V, 01_H)$. Na wykresie oznaczono mod sygnału sumy częstości dla linii widmowych, dla których możliwa była jego jednoznaczna identyfikacja na podstawie obserwowanego rozkładu natężenia na wyjściu z falowodu.

3.5.2 Interpretacja widm jednowymiarowych

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, poszczególne linie widmowe odpowiadają procesom nieliniowym, w których uczestniczą różne trójki modów poprzecznych oddziałujących pól. Ze względu na nakładanie się niektórych linii oraz, na początkowym etapie pomiarów, niepewność co do dokładnej postaci rozkładów natężenia światła na wyjściu z falowodu odpowiadających danym modom przestrzennym wiązek pompujących, interpretacja widm, polegająca na przypisaniu obserwowanym liniom widmowym odpowiadających im trójek modów poprzecznych, była utrudniona.

Ponieważ, jak wspomniano wcześniej, położenia linii widmowych uzyskiwane na podstawie wartości stałych propagacji modów obliczonych numerycznie są obarczone dużą niepewnością, wynikającą z niedokładnej znajomości profilu współczynnika załamania falowodów, interpretacja widm była prowadzona w możliwie dużym zakresie wyłącznie na podstawie obserwacji eksperymentalnych. Tylko w nielicznych przypadkach konieczne było skorzystanie z uproszczonego modelu teoretycznego.

Identyfikację poszczególnych linii rozpocząłem od przypisanie najsilniejszego obserwowanego sygnału na długości fali 799,6 nm procesowi odpowiadającemu oddziaływaniu wiązek pompujących w modach podstawowych dającemu pole sumy częstości również w modzie podstawowym. Proces ten będzie oznaczany jako: $00_H + 00_V \leftrightarrow 00_B$ i nazywany dalej będzie procesem podstawowym. Jednoznaczne przypisanie tego procesu do obserwowanej linii widmowej było możliwe na podstawie następujących dwóch obserwacji. Po pierwsze, o wydajności procesu nieliniowego przy spełnionym warunku dopasowania fazowego decyduje całka przekrywania trójki modów [por. równanie (1.40)], która największą wartość osiąga dla trójki modów podstawowych. Po drugie, po ustaleniu długości fali wiązek pompujących na 799,6 ± 0,2 nm, optymalizacja sprzężenia wiązek pompujących w kierunku maksymalizacji znormalizowanego natężenia sumy częstości $I_{\rm norm}$ jednoznacznie prowadziła do rozkładów natężenia obu wiązek pompujących jakościowo odpowiadających rozkładowi natężenia modu podstawowego. Rozkład natężenia dla wiązki sumy częstości również jakościowo odpowiadał modowi podstawowemu 00_B .

Identyfikacja opisywanej linii pozwoliła na poznanie rozkładu natężenia wiązek pompujących odpowiadającego modom 00_H , 00_V . Zadanie to było utrudnione podczas bezpo-



Rys. 3.4: Przykładowe widma jednowymiarowe dla różnych par modów wiązek pompujących, wyszczególnionych w legendzie. Widoczna wyraźna zależność intensywności poszczególnych pików od modów poprzecznych wiązek pompujących.

średniej obserwacji, ponieważ superpozycja modów $00_{H,V}$ i $01_{H,V}$ daje rozkład natężenia jakościowo bardzo zbliżony do rozkładu dla modu podstawowego, jedynie nieco przesunięty w kierunku pionowym. Ponadto dla używanej wiązki pompującej wspomniana superpozycja wzbudzała się z większą wydajnością niż czysty mod podstawowy.

Ze względu na częste nakładanie się spektralne kilku linii odpowiadających różnym modom wiązek pompujących, metoda optymalizacji sprzężenia wiązek pompujących w celu maksymalizacji natężenia $I_{\rm norm}$ nie mogła być użyta do identyfikacji pozostałych procesów. W celu identyfikacji dalszych linii wykonano pomiary widm jednowymiarowych dla ustalonych kombinacji modów poprzecznych wiązek pompujących. Wybrane mody wzbudzano jakościowo oceniając obserwowany rozkład natężenia na wyjściu z falowodu, jako kryterium stosując uzyskanie zadanej liczby maksimów o możliwie zbliżonych intensywnościach. Ze względu na niedoskonałą selektywność metody sprzęgania, niepełną znajomość rozkładów natężenia odpowiadających poszczególnym modom oraz jedynie jakościowe kryterium oceny jakości sprzęgania do wybranego modu, oprócz pożądanego modu wzbudzano też niezaniedbywalne przyczynki od innych modów, w szczególności modów o liczbie węzłów różniącej się o 1 od liczby węzłów pożądanego modu. Szczególnie trudne było selektywne wzbudzenie modów 01_{H,V}, z powodów omówionych w rozdziale 2.2.3.

W celu zidentyfikowania dalszych pasm zebrane zostały serie widm dla jednej z wiązek pompujących w modzie podstawowym, natomiast drugiej w kolejnych modach wzbudzonych w kierunku pionowym: 0j, j = 1, 2, 3. Dane zostały zebrane dla obu polaryzacji wiązek pompujących. Widma dla serii $(00_V, 0j_H)$ przedstawione są na rys. 3.5. W widmach przedstawionych na rys. 3.5 wyróżnić można linie o powtarzających się położeniach i natężeniach zależnych od modu poprzecznego wiązki pompującej. Linie te pojawiają się w widmach dla różnych sprzężeń wiązki pompującej, ze względu na wzbudzanie przyczynków od innych modów poprzecznych oprócz pożądanego modu wiązki pompującej. Analizując względne natężenia linii dla tych serii widm, możliwe było wstępne przypisanie liniom odpowiadających im procesów $0j_H + 00_V \leftrightarrow 00_B$ oraz $00_H + 0j_V \leftrightarrow 00_B, j = 1, 2, 3$. Przypisanie zostało potwierdzone przez dostrojenie się do długości fali odpowiadającej danej linii dla wiązek pompujących w odpowiednich modach poprzecznych i maksymalizowanie sygnału znormalizowanego natężenia — po optymalizacji uzyskanie rozkładu natężeń



Rys. 3.5: Widma jednowymiarowe dla modów wiązek pompujących 0j, j = 1, 2, 3. Widoczne pojawianie się tych samych linii w widmach odpowiadających różnym sposobom sprzężenia wiązki pompującej. Wynika to ze wzbudzania także modów innych niż mod pożądany.

wiązek pompujących odpowiadających właściwym modom potwierdzało identyfikację linii widmowej. Procesy przypisane poszczególnym liniom wyszczególnione są w tabeli 3.2.

Na podstawie kolejnych pomiarów dla pozostałych kombinacji modów wiązek pompujących dokonana została jednoznaczna identyfikacji linii odpowiadających procesom postaci $0i_H + 0j_V \leftrightarrow 00_B$. Zakończyło to identyfikację procesów zawierających mod 00_B , położonych w badanym obszarze spektralnym.

Bezpośrednia identyfikacja większości linii odpowiadających wyższym modom pola sumy częstości była znacznie utrudniona, ze względu na ich niewielkie natężenia i częste przekrywanie się z innymi, silniejszymi sygnałami. Ze względu na stosunkowo prostą postać widm w zakresie spektralnym poniżej 797 nm (podstawowa przyczyna tej własności obserwowanych widm zostanie wyjaśniona w podrozdziale 3.6.1), metodą bezpośrednią udało się zidentyfikować silne linie odpowiadające procesom $00_V + 00_H \leftrightarrow 01_B$, $00_V + 03_H \leftrightarrow 01_B$ oraz $01_V + 01_H \leftrightarrow 01_B$.

Dalsze kroki w kierunku identyfikacji pozostałych linii zawierających wyższe mody wiązki sumy częstości wymagała wykorzystania prostego modelu, opisującego zależności pomiędzy stałymi propagacji poszczególnych modów.

3.5.3 Uproszczony model teoretyczny

Oznaczając przez $n_V^{(j)}$, $n_H^{(j')}$ efektywne współczynniki załamania dla pól V i H w modach poprzecznych odpowiednio j i j', warunek dopasowania fazowego dla procesu sumowania częstości tych pól (3.1) można zapisać jako:

$$\omega_V n_V^{(j)}(\omega_V) + \omega_H n_H^{(j')}(\omega_H) = \omega_B n_B^{(k)}(\omega_B) - \frac{2\pi c}{\Lambda},$$
(3.8)

gdzie $n_B^{(k)}$ jest efektywnym współczynnikiem załamania wygenerowanego pola sumy częstości w modzie przestrzennym o indeksie k, a $\omega_B = \omega_H + \omega_V$. Dla wiązek pompujących o zdegenerowanych częstościach $\omega_V = \omega_H \triangleq \omega$. Korzystając z równania (1.16) możemy zapisać:

$$\omega \left(n_V(\omega) + \Delta n_V^{(j)} \right) + \omega \left(n_H(\omega) + \Delta n_H^{(j')} \right) = 2\omega \left(n_H(2\omega) + \Delta n_B^{(k)} \right) - \frac{2\pi c}{\Lambda}, \tag{3.9}$$

$\lambda \ (nm)$	ij_V	ij_H	ij_B	$I_{\rm norm}$ (%)	I_{theor} (%)
$794,\!8$	01	01	03	$23,\!9$	20
795,0	01	00	02	$16,\!8$	14
795,1	00	01	02	17,0	14
$795,\!5$	00	00	01	36,1	29
796,1	10	00	11	20,9	20
796,7	00	10	11	22,7	20
798,4	01	01	02	22,0	45
$798,\!8$	01	00	01	6,6	10
799,0	00	01	01	12,2	10
799,2	10	10	20	48,9	40
$799,\!5$	10	01	11	8,1	7,5
$799,\! 6$	00	00	00	100,0	100
800,0	01	10	11	6,8	7,5
800,3	10	00	10	$56,\!8$	63
800,7	00	10	10	$62,\!5$	63
801,7	02	00	01	15,7	17
802,1	00	02	01	17,2	17
803,1	00	01	00	$15,\!9$	21
$802,\!9$	01	00	00	20,5	21
$802,\!9$	02	10	11	8,0	11
$803,\!0$	10	02	11	8,0	11
803,1	00	01	00	$14,\!5$	21
803,7	10	01	10	5,7	12
804,0	03	00	01	26,1	13
804,1	01	10	10	8,0	12
804,7	00	03	01	18,9	13
$805,\!4$	10	03	11	7,5	8
$805,\!5$	03	10	11	7,3	8
806,1	02	00	00	8,0	5
806,4	00	02	00	3,0	5
806,7	01	01	00	11,7	15
808,4	10	10	01	20,5	17
808,4	03	00	00	2,7	2
809,1	00	03	00	$_{0,5}$	2
809,7	02	01	00	5,7	7
810,1	01	02	00	6,8	7
812,2	03	01	00	3,4	4
812,7	01	03	00	$1,\!8$	4
813,0	10	10	00	40,9	48
$813,\!1$	02	02	00	$6,\!4$	5

Tab. 3.2: Lista zidentyfikowanych linii w widmie sumowania częstości dla badanego falowodu z próbki A. W kolumnach podano kolejno: centralną długość fali dla danej linii, indeksy trzech modów odpowiadających tej linii, zmierzone natężenie linii, podane w % natężenia linii dla procesu podstawowego $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$, oraz natężenie linii obliczone na podstawie całek przekrywania trójek modów, również wyrażone w % obliczonego natężenia dla procesu podstawowego. Na liście umieszczono procesy o wydajności powyżej 3% wydajności procesu podstawowego oraz niektóre słabsze procesy istotne dla argumentacji w tekście.

gdzie założono, że w rozpatrywanym niewielkim zakresie spektralnym poprawki geometryczne do efektywnego współczynnika załamania Δn są niezależne od częstości (por. rys. 2.3). Za pomocą n_H i n_V oznaczono współczynniki załamania objętościowego KTP.

Załóżmy, że zidentyfikowane zostały linie widmowe odpowiadające procesowi $j_V + j'_H \leftrightarrow k_B$ dla częstości ω oraz linia odpowiadająca procesowi $j_V + j'_H \leftrightarrow k'_B$ dla częstości ω' . Przykładem może być tu para procesów $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$ i $00_V + 00_H \leftrightarrow 01_B$. Zapisując równania postaci (3.9) dla obu procesów, po obustronnym podzieleniu przez ω (ω') i odjęciu stronami, korzystając z założenia o niezależności poprawek geometrycznych Δn od częstości, otrzymujemy:

$$\Delta n_B^k - \Delta n_B^{k'} = n_V(\omega) - n_V(\omega') + n_H(\omega) - n_H(\omega') +$$

$$- 2 \left[n_H(2\omega) - n_H(2\omega') \right] + \frac{2\pi c}{\Lambda} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega'} \right).$$
(3.10)

Uzyskane w ten sposób wyrażenie pozwala wyznaczyć różnicę poprawek geometrycznych dla modów k_B i k'_B wyłącznie na podstawie wartości współczynników załamania KTP dla częstości odpowiadających lokalizacjom odpowiednich pików widmowych oraz znajomości okresu inwersji domen nieliniowych falowodu Λ . Korzystając z wartości współczynników załamania KTP obliczonych na podstawie odpowiednich równań Sellmeiera [72] oraz z położeń widmowych dotychczas zidentyfikowanych linii możliwe było wyznaczenie wartości tych różnic dla par modów 00_B i 01_B oraz 00_B i 02_B . Otrzymano wartości odpowiednio 0,0029 i 0,0056.

Wyznaczoną wartość różnicy poprawek geometrycznych dla pary modów k_B i k'_B można wykorzystać do oszacowania położenia widmowego Ω' sygnału odpowiadającego procesowi $i_V + i'_H \leftrightarrow k'_B$, pod warunkiem znajomości położenia widmowego Ω linii odpowiadającej procesowi $i_V + i'_H \leftrightarrow k_B$. Przykładem może być tu wyznaczenie położenia sygnału dla procesu $00_V + 01_H \leftrightarrow 01_B$, przy znajomości położenia widmowego procesu $00_V + 01_H \leftrightarrow 00_B$. Po wstawieniu obliczonej wartości różnicy $\Delta n_B^k - \Delta n_B^{k'}$ oraz zmierzonej wartości częstości Ω' do równania (3.10) uzyskujemy wyrażenie określające w sposób uwikłany wartość poszukiwanej częstości Ω . Poszukiwaną wartość można z łatwością znaleźć metodami numerycznymi.

Wykorzystując dane o położeniach widmowych procesów postaci $0i_V + 0j_H \leftrightarrow 00_B$, opisaną powyżej metodą możliwe było wyznaczenie przewidywanych położeń linii odpowiadających analogicznym procesom o większej liczbie wzbudzeń modu pola sumy częstości. Potwierdzenie obecności przewidywanej linii widmowej odbywało się poprzez dostrojenie się do przewidywanej długości fali, a następnie nieznaczną optymalizację długości fali i sposobu sprzęgania. Ostateczne zmierzone położenia linii różniły się od przewidywanych o co najwyżej 0,2 nm. Wielkość ta mieści się w granicach określonych przez niepewność wyznaczenia długości fali na podstawie których uzyskiwane było oszacowanie, wynoszącą 0,1 nm dla każdej z trzech linii potrzebnych do wyznaczenia poszukiwanego położenia.

Ze względu na symetrię falowodu przyczynki od modów zawierających wzbudzenia w kierunku poziomym nie pojawiały się podczas wzbudzania dotychczas analizowanych modów o wzbudzeniach w kierunku pionowym (typu 0j). W związku z tym podczas dotychczas opisanych pomiarów nie obserwowano sygnałów odpowiadających procesom zawierającym te mody, co ułatwiało analizę pozostałych linii widmowych. Po wprzęgnięciu do falowodu metodą opisaną w podrozdziale 2.2.3 wiązek pompujących w modach 10_V i/lub 10_H zaobserwowano silne sygnały pochodzące od procesów $10_V + 00_H \leftrightarrow 10_B$, $00_H + 10_V \leftrightarrow 10_B$ oraz $10_H + 10_V \leftrightarrow 00_B$. Nie zaobserwowano sygnałów pochodzących od procesów zabronionych ze względu na symetrię. Warto zwrócić uwagę, że w przypadku ostatniego z wymienionych procesów ze względu na symetrię sygnał sumy częstości generowany jest w modzie podstawowym. Zidentyfikowano również położenia innych procesów zawierających mody o wzbudzeniach poziomych, w tym bardzo wydajnego procesu $10_H + 10_V \leftrightarrow 20_B$. W tabeli 3.2 zebrano wyniki identyfikacji wszystkich linii widmowych dla badanego falowodu z próbki A, o natężeniach nie niższych niż 3% natężenia dla procesu podstawowego $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$.

3.5.4 Wydajności procesów

W celu dalszego zweryfikowania modelu teoretycznego dokonano pomiarów względnych natężeń poszczególnych linii widmowych i porównano je z wartościami wynikającymi z całek przekrywania trójek modów S_{lmn} obliczonych na podstawie wyznaczonych numerycznie funkcji modowych.

Przypomnijmy, że unormowane natężenie sumy częstości jest dane równaniem (3.6), jako iloczyn całki przekrywania trójki modów i warunku dopasowania fazowego. Ponieważ warunek dopasowania fazowego jest unormowany do jedności, z pomiaru stosunku natężeń znormalizowanych dla różnych trójek modów o indeksach odpowiednio (l,m,n) i (l',m',n')można wyznaczyć stosunek całek przekrywania dla tych trójek:

$$\frac{I_{\rm norm}^{(lmn)}}{I_{\rm norm}^{(l'm'n')}} = \frac{S_{lmn}^2}{S_{l'm'n'}^2}.$$
(3.11)

Wartości całek przekrywania obliczono numerycznie, na siatce używanej do numerycznego wyznaczania funkcji modowych metodą różnic skończonych (por. 2.2.1). Wartości podano jako ułamek kwadratu całki przekrywania S_{000} dla modów podstawowych 00_V , 00_H , 00_B , wyrażony w procentach.

Doświadczalnie względne wydajności wyznaczane były poprzez pomiar znormalizowanego natężenia I_{norm} jako ułamka znormalizowanego natężenia dla procesu podstawowego $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$. Ze względu na stałą szerokość linii widmowych, niezależną od odpowiadających im procesów nieliniowych (a określoną przez długość falowodu i szerokość widmową wiązek pompujących, por. 3.5.7) zrezygnowano z całkowania linii widmowych i posługiwano się maksymalną wartością natężenia znormalizowanego.

Pomiar realizowano maksymalizując wartość natężenia znormalizowanego I_{norm} poprzez optymalizację sprzęgania właściwych modów wiązek pompujących. Ponieważ wzbudzane rozkłady dla wiązek pompujących były w pewnym stopniu zanieczyszczane innymi, niepożądanymi modami, otrzymywanie wartości natężeń znormalizowanych były najczęściej zaniżone. W związku z tym, za wynik pomiaru uznawano największą uzyskaną wartość natężenia znormalizowanego. Efekt ten dotyczy w szczególności natężenia znormalizowanego odpowiadającego procesowi podstawowemu, służącego jako punkt odniesienia dla natężeń pozostałych procesów. Ze względu na opisaną niepełną selektywność procesu wzbudzania wybranych modów poprzecznych, w tym w szczególności modów podstawowych, wyniki opisanych pomiarów obarczone są istotnym błędem systematycznym i w związku z tym mogą być traktowane jedynie półilościowo.

Wyniki porównań wartości obliczonych teoretycznie i zmierzonych podsumowane są w tabeli 3.2 oraz na wykresie (rys. 3.6). Na wykresie wyróżnione zostały procesy zawierające mod 00_B . W większości przypadków uzyskano bardzo zadowalającą, w świetle niedosko-nałości metody, zgodność obu wartości.

Otrzymane wyniki wskazują, że możliwe jest co najmniej półilościowe oszacowanie wydajności danego procesu na podstawie obliczonych numerycznie funkcji modowych.



Rys. 3.6: Porównanie zmierzonych (×) i obliczonych (+) względnych wydajności procesów zaznaczonych na wykresie. Punkty umieszczono przy centralnych długościach fali odpowiadających danemu procesowi. Procesy, w których bierze udział pole w modzie 00_B zaznaczono kolorem czarnym. Widoczne jest grupowanie tych procesów.

3.5.5 Wąski falowód

Pomiary jednowymiarowych widm sumowania częstości wykonano również dla falowodu z próbki C o szerokości 2 μ m i długości 1 mm. Próbka została wyprodukowana po zakończeniu opisanych w poprzednich podrozdziałach pomiarów dla próbek o szerokości 4 μ m i rozpoczęciu konstrukcji układu fluorescencji parametrycznej. Do wykonania pomiarów sumowania częstości konieczne więc było zaadaptowanie układu fluorescencji parametrycznej, opisanego szczegółowo w podrozdziale 4.2.5. Konstrukcja układu do sumowania częstości była zbliżona do opisanej w tym rozdziale. Różnice były następujące:

- udoskonalono sprzęganie do falowodu, m. in. dzięki wykorzystaniu obiektywu mikroskopowego w miejscu soczewki asferycznej.
- zamiast fotodiody GaP do pomiaru natężenia sumy częstości wykorzystywano scałkowany sygnał z wybranego obszaru matrycy CCD. Nie wykorzystywano detekcji fazoczułej.
- wykorzystano przestrajalny laser pompujący o szerokości widmowej 6 nm; powodowało to konieczność przestrajania lasera w trakcie skanowania częstości.
- brak zautomatyzowanego układu stabilizacji wiązki. Położenie wiązek korygowano ręcznie co kilka nm widma.

Węższe widmo lasera pompującego powodowało, że przez filtry interferencyjne przechodził większy ułamek natężenia, co pozwalało na uzyskanie silniejszego sygnału sumy częstości. Z drugiej strony wykorzystanie kamery CCD w miejscu diody GaP powodowało wzrost fluktuacji tła, co przy niewielkich natężeń sumy częstości zwiększało niepewność pomiarów. Pomimo to uzyskiwano bardzo dobrą powtarzalność położeń linii widmowych (z dokładnością do $\pm 0,1$ nm) oraz zadowalającą dokładność wyznaczania względnych natężeń poszczególnych linii (ok. 5% zakresu).

Ze względu na znajomość ogólnej struktury położeń linii widmowych odpowiadających poszczególnym procesom oraz mniejszą liczbą obserwowanych procesów związaną m.



Rys. 3.7: Jednowymiarowe widma sumowania częstości dla falowodu z próbki C o szerokości 2 μ m dla dominujących modów wiązek pompujących podanych w legendzie.

in. z mniejszą liczbą modów podtrzymywanych przez falowód, przypisanie poszczególnych linii nie nastręczało większych trudności. Pewnym utrudnieniem była jedynie mała selektywność wzbudzania modów poziomych 10_V i 10_H , związana prawdopodobnie z małą szerokością falowodu.

Przykładowe widmo sumowania częstości dla wiązek pompujących w modach bliskich 01_V i 00_H przedstawione zostało na rysunku 3.7. Przedstawiono również sygnały z wąskich obszarów widmowych wokół linii odpowiadających innym procesom. Widoczna jest większa odległość pomiędzy liniami, wynikająca z większych różnic poprawek geometrycznych do efektywnego współczynnika załamania dla wąskiego falowodu. Listę wszystkich zidentyfikowanych procesów o wydajności przynajmniej 1% wydajności procesu podstawowego przedstawiono w tabeli 3.3. W tabeli wymieniono też nieliczne zaobserwowane procesy I typu.

3.5.6 Dopasowanie fazowe a inwersja domen nieliniowych

Zgodnie z równaniem (3.1) dla ustalonych modów poprzecznych długość fali, dla której spełniony jest warunek quasidopasowania fazowego, określony jest przez częstość przestrzenną inwersji domen nieliniowych falowodu $2\pi/\Lambda$. Aby potwierdzić tą zależność dokonano pomiarów dopasowania fazowego dla serii falowodów o różnych okresach przestrzennych Λ .

Pomiary przeprowadzono dla falowodów z próbki B (o szerokości 4 µm i długości 1 mm). Struktura uzyskiwanych widm była analogiczna do uzyskanej dla próbki A, co znacznie ułatwiło identyfikację poszczególnych linii w widmie sumowania częstości. Pewnym utrudnieniem była jedynie mniejsza długość falowodu, skutkująca zmniejszeniem



Rys. 3.8: Jednowymiarowe widma sumy częstości w zakresie widmowym obejmującym proces $00_V + 01_H \leftrightarrow 00_V$ dla serii falowodów o długośći 1 mm o różnych okresach struktury periodycznej Λ . Widoczne przesunięcie widmowe sygnału wraz ze zmianą wartości Λ .

λ (nm)	ij_V	ij_H	ij_B	Inorm (%)		
Procesy II typu:						
792,70	00	01	02	3		
$793,\!10$	10	10	20	10		
$794,\!60$	01	00	01	0,5		
$795,\!00$	00	01	01	3		
$796,\!60$	01	01	02	3		
796,70	10	00	10	54		
$796,\!90$	02	00	02	1		
$797,\!10$	02	01	02	3		
$797,\!60$	00	02	02	2		
$797,\!80$	02	10	11	2		
$798,\!50$	02	00	01	15		
798,70	00	10	10	23		
$799,\!40$	00	00	00	100		
800, 10	00	02	01	13		
$802,\!20$	02	02	02	3		
$804,\!40$	10	01	10	3		
$806,\!00$	01	10	10	13		
806, 80	01	00	00	40		
$807,\!60$	00	01	00	25		
$810,\!40$	02	10	10	2		
$811,\!50$	02	00	00	12		
813,30	00	02	00	8		
$815,\!00$	01	01	00	20		
Procesy I typu:						
800,30	-	01	$01_{B'}$	< 1		
$802,\!80$	-	00	$00_{B'}$	6		
$811,\!10$	-	01	$00_{B'}$	1		

Tab. 3.3: Lista zaobserwowanych procesów sumowania częstości dla falowodu o szerokości 2 µm. Wytłuszczono procesy zawierające mod 00_B. Podano natężenia linii widmowych $I_{\rm norm}$ w procentach natężenia procesu podstawowego. Dla procesów I typu $I_{\rm norm} \propto I_{B'}/(I_H)^2$; użyto indeksu B' by zaznaczyć, że polaryzacja pola sumy częstości I typu jest prostopadła do polaryzacji sumy częstości II typu.

Próbka, długość falowodu	$\Delta \lambda_{ m exp}$ (nm)	$\begin{array}{c} \Delta\lambda_0\\ (\mathrm{nm}) \end{array}$	$\begin{array}{c} \Delta \lambda_1 \\ (\text{nm}) \end{array}$
A, 4,2 mm B, 1,0 mm C, 1,0 mm	$0,35 \pm 0,10 \\ 1,25 \pm 0,10 \\ 0,99 \pm 0,10$	$0,23 \\ 0,97 \\ 0,97$	$0,51 \\ 1,02 \\ 1,02$

Tab. 3.4: Szerokości widmowe funkcji dopasowania fazowego: $\Delta \lambda_{exp}$ — zmierzone, $\Delta \lambda_0$ — wynikające z warunku dopasowania fazowego, $\Delta \lambda_1$ — obliczone szerokości z uwzględnieniem widma wiązek pompujących, przy założeniu stałej fazy spektralnej.

natężenia sygnału sumy częstości [por. (1.23)] oraz większą szerokością linii widmowych, powodującą ich częstsze przekrywanie. Pomiary zależności warunku dopasowania fazowego od okresu inwersji domen nieliniowych Λ wykonano wyznaczając położenie sygnału od wybranego procesu dla 6 sąsiadujących falowodów, których okresy inwersji domen nieliniowych zawierały się, wg danych producenta, w zakresie 8,34 – 8,59 µm, w równych odstępach. Zebrano widma jednowymiarowe dla wiązek pompujących w modach 00_V i 01_H . Zaobserwowano wraz ze zmianą falowodu przesuwanie się całego widma, przy zachowaniu względnych położeń poszczególnych linii. Uzyskane widma dla zakresu spektralnego wokół linii odpowiadających procesowi $00_V + 01_H \leftrightarrow 00_V$ przedstawione są na rys. 3.8. Wyraźnie widoczna jest oczekiwana zależność położenia linii od Λ : dla kolejnych falowodów następuje przesunięcie linii o $0,70 \pm 0,05$ nm.

3.5.7 Szerokość widmowa dopasowania fazowego

Zgodnie z równaniem (1.42) szerokość widmowa funkcji dopasowania fazowego dla ustalonego ośrodka nieliniowego, polaryzacji oddziałujących pól i zakresu widmowego jest określona przez długość ośrodka nieliniowego L. Dla badanych próbek, o długościach 1,0 mm oraz 4,2 mm dokonano porównania zmierzonej szerokości obserwowanych linii widmowych z przewidywaną teoretycznie. Obserwowana doświadczalnie szerokość linii ulega poszerzeniu wskutek używania wiazek pompujących o niezerowej szerokości widmowej i wynika z równania (3.2). Szerokość tą obliczono numerycznie zakładając stałą fazę spektralną wiązek pompujących o szerokościach widmowych 0,6 nm (określonych przez szerokość filtra interferencyjnego). W tabeli 3.4 porównano zmierzone szerokości połówko-



Rys. 3.9: Fragment widma sumowania częstości dla próbki C dla zakresu spektralnego wokół piku procesu podstawowego. Widoczna zależność typu sinc. Linią ciągłą wykreślono zależność obliczoną na podstawie równania (3.7). Widać zgodność bardzo dobrą zgodność, w szczególności położeń maksimów bocznych.

we z obliczonymi na podstawie równania (3.2). Jak widać, poszerzenie widmowe sygnałów wskutek niezerowej szerokości widmowej wiązek pompujących dla szerokości dopasowania fazowego 1,0 nm staje się zaniedbywalne. Dla próbki A zaobserwowano szerokość mniejszą niż przewidywana na podstawie równania. Może to być spowodowane obecnością dodatkowej fazy spektralnej wiązek pompujących. Dla próbki C uzyskano zadowalającą zgodność. Dla próbki B otrzymano szerokość wyraźnie większą niż przewidywana. Poszerzenie może być spowodowane nieregularnościami okresu inwersji domen nieliniowych w próbce.

Równania (1.42), (3.7) określają kształt linii widmowej, opisany funkcją $\operatorname{sinc}^2(\Delta k(\omega)L/2) =$

 $\operatorname{sinc}^{2}[\omega(n_{H}(\omega) + n_{V}(\omega) - 2n_{B}(2\omega))L/(2c)]$. Dla zakresów długości fali porównywalnych z szerokością widmową funkcji dopasowania fazowego wolnozmienne zależności $n(\omega)$ są zaniedbywalne, w związku z czym kształt linii będzie opisany zależnością $\operatorname{sinc}(\alpha(\omega - \omega_{0}))$ (gdzie α jest pewną stałą), charakteryzującą się silnym maksimum dla $\omega = \omega_{0}$ oraz słabymi maksimami bocznymi. Dla próbek A i B nie zaobserwowano maksimów bocznych. Dla próbki A o długości 4,2 mm obliczenia numeryczne na podstawie równania (3.2) pokazały, że dla używanych wiązek pompujących zaobserwowanie maksimów bocznych jest niemożliwe ze względu na poszerzenie spektralne linii.

Dla próbki o długości 1,0 mm pierwsze maksimum boczne znajduje się w odległości 1,7 nm od maksimum głównego, co pozwala na jego zaobserwowanie przy używanej rozdzielczości spektralnej. Dla próbki C rzeczywiście obserwowano maksima boczne otaczające maksimum główne, dla silnych linii widmowych (por. rys. 3.7). Na rys. 3.9 przedstawiono szczegółowo fragment widma zmierzonego wokół sygnału odpowiadającego procesowi podstawowemu $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$. Widoczna wyraźnie jest pierwsza para maksimów bocznych oraz, od strony długofalowej, również maksimum drugiego rzędu. Po stronie krótkofalowej w miejscu położenia maksimum drugiego rzędu obserwuje się nakładający się sygnał od procesu $10_V + 00_H \leftrightarrow 10_B$ (por. 3.3). Na tle



Rys. 3.10: Zależność długości fali dopasowania fazowego λ_0 dla procesu podstawowego od temperatury *T*. Punkty eksperymentalne (+) wraz z dopasowaną zależnością prostoliniową.

danych zamieszczono krzywą wynikającą bezpośrednio z równania (3.7). Parametrami dopasowania były amplituda, położenie głównego maksimum i poziom tła; nie dopasowywano szerokości widmowej. Widoczna jest bardzo dobra zgodność położeń maksimów bocznych. To, że maksima boczne nie są sygnałami od procesów dla innych trójek modów potwierdzono maksymalizując sygnał natężenia znormalizowanego dla długości fali odpowiadającej każdemu z maksimów poprzez optymalizację sprzęgania dla obydwu wiązek pompujących. Dla obydwu maksimów pierwszego rzędu i oraz długofalowego maksimum drugiego rzędu po maksymalizacji obserwowano trójkę modów podstawowych wzbudzonych w falowodzie. Jak już wspomniano, maksimum krótkofalowe drugiego rzędu było przekryte przez proces $10_V + 00_H \leftrightarrow 10_B$.

Dla próbki B nie zaobserwowano maksimów bocznych pomimo niewielkiej długości falowodu (1,0 mm). Spowodowane jest to prawdopodobnie nieregularnościami falowodu: nieregularnościami okresu inwersji domen nieliniowych lub nieregularnościami profilu współczynnika załamania wzdłuż falowodu, powodującymi efektywne poszerzenie funkcji dopasowania fazowego [95].

3.5.8 Strojenie temperaturowe

Dla falowodu z próbki C zbadano zależność położenia widmowego linii odpowiadającej procesowi podstawowemu od temperatury. Wykorzystano układ stabilizacji temperatury próbki, opisany szczegółowo w podrozdziale 4.2.3. Temperaturę zmieniano z krokiem 10°C w zakresie od 20 do 60°. Po każdej zmianie temperatury konieczna była znaczna korekta sprzęgania modu falowodu, związana ze zmianą położenia próbki ze względu na rozszerzalność temperaturową uchwytu podtrzymującego próbkę. Temperatura była stabilizowana z dokładnością ± 0.1 °C. Dla każdej temperatury zbierano widmo sumy częstości obejmujące

centralne maksimum sygnału dla procesu podstawowego. Z dopasowania funkcji postaci $I_{\text{norm}}(\lambda) = A \operatorname{sinc}^2[(\lambda - \lambda_0)/\Delta \lambda] + \operatorname{const} odczytano położenie widmowe procesu <math>\lambda_0$. Zależność położenia procesu od temperatury została wykreślona na rys. 3.10. Z dopasowanej do danych zależności prostoliniowej znaleziono współczynnik strojenia temperaturowego wynoszący $0,040\pm0,001$ nm/°C. Jest to wartość zgodna z obliczoną na podstawie dostępnych danych literaturowych [72, 134].

3.5.9 Widma dwuwymiarowe

Po zapoznaniu się ze strukturą widm sumowania częstości, z których wynikają położenia spektralne dopasowania fazowego dla przypadku zdegenerowanych częstości wiązek pompujących, wykonane zostały pomiary dwuwymiarowe. Odpowiadają one wyznaczeniu poszerzonej przez funkcję aparaturową mapy dopasowania fazowego, będącej w przybliżeniu polegającym na zaniedbaniu członów interferencyjnych, sumą wkładów od funkcji dopasowania fazowego dla poszczególnych trójek modów:

$$I_{\text{norm}}(\omega_V, \omega_H) \propto \sum_{lmn} \alpha_H^{(l)} \alpha_V^{(m)} \Phi_{lmn}^2(\omega_V, \omega_H), \qquad (3.12)$$

gdzie przez α oznaczono ułamek mocy każdej z wiązek pompujących w modzie poprzecznym wyszczególnionym w indeksie górnym.

W celu zebrania danych w pełnym badanym zakresie widmowym 792 - 815 nm konieczne było wykonanie 4 pomiarów cząstkowych, ze względu na wykorzystywanie filtrów interferencyjnych o zakresach strojenia poprzez obracanie 792 - 800 nm oraz 800 - 815 nm. Po każdej zmianie filtra interferencyjnego, w ramieniu, w którym dokonano zmiany, konieczne było ponowne wyregulowanie sprzężenia wiązki pompującej i ustalenie punktu pracy układu stabilizacji położenia wiązki.

W celu uzyskania skończonego czasu pomiaru, podczas zbierania widm dwuwymiarowych zwiększono krok przemiatania długości fali do 0,2 nm, a liczbę uśrednień po każdym kroku zmniejszono do 5. Poszerzono również w stosunku do pomiarów jednowymiarowych dopuszczalny zakres odchyleń położenia wiązek pompujących. W trakcie pomiaru dla każdej długości fali w ramieniu V wykonywany był pomiar dla całego zakresu widmowego w ramieniu H. Czas pomiaru całej mapy (tj. 4 map cząstkowych) dla użytych parametrów wynosił ok. 8 h.

Dane dwuwymiarowe zebrano dla falowodu z próbki A i wiązek pompujących w modach podstawowych, dla falowodu z próbki A i wiązek pompujących 00_V i 02_H (przy czym wymienione mody zostały wzbudzone nieoptymalnie, dzięki czemu obserwowano sygnały od procesów sumowania częstości odpowiadających innym modom) oraz dla falowodu z próbki B i wiązek pompujących w modach 00_V i 01_H (również wprzęgniętych nieoptymalnie). Zmierzone mapy funkcji dopasowania fazowego przedstawione są na rysunkach 3.11, 3.12, 3.13.

Widoczne są pasma odpowiadające funkcjom dopasowania fazowego dla poszczególnych trójek modów, oznaczonych na wykresach. Do ich opisu na rysunkach zastosowano uproszczone oznaczenia typu $ij_V + i'j'_H \rightarrow kl_B$, przy czym dla zwiększenia czytelności pominięto indeksy dolne. Identyfikacja pasm nie nastręczała trudności, gdyż mogła być wykonana na podstawie widm jednowymiarowych. Obserwowana postać map jako szeregu równoległych pasm jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi dla niewielkiego zakresu spektralnego pomiaru.

Kąt nachylenia pasm jest określony przez relacje dyspersyjne dla fali zwyczajnej i nadzwyczajnej w KTP oraz przez dyspersję poprawek geometrycznych do efektywnego współczynnika załamania dla modów falowodu. Dla obserwowanego niewielkiego zakresu



Rys. 3.11: (a) Dwuwymiarowe widmo sumowania częstości dla falowodu z próbki A i wiązek pompujących w modach podstawowych. (b) Przekrój dla $\lambda_H = \lambda_V$.



Rys. 3.12: (a) Dwuwymiarowe widmo sumowania częstości dla falowodu z próbki A i wiązek pompujących w modach 00_V i 02_H . (b) Przekrój dla $\lambda_H = \lambda_V$.

spektralnego wkład od dyspersji geometrycznej jest znikomy. Stwierdzono bardzo dobrą zgodność nachyleń pasm z nachyleniem obliczonym na podstawie równań Sellmeiera dla KTP. Kąt ten jest, w granicach błędu pomiarowego, jednakowy dla wszystkich obserwowanych pasm, co potwierdza dominujący wkład dyspersji materiałowej KTP do całkowitej dyspersji efektywnych współczynników załamania modów falowodu. Potwierdza to również słuszność wcześniejszego założenia o niezależności poprawek geometrycznych do współczynnika załamania od długości fali w rozważanym tu zakresie spektralnym.

Widoczna wyraźnie jest nierównomierność natężeń wzdłuż pasm — jest ona artefaktem wynikającym z niedoskonałości systemu stabilizacji położenia wiązek oraz z dryfu temperatury w laboratorium podczas przeprowadzania pomiarów.

3.6 Wnioski

W wyniku przeprowadzonych pomiarów zaobserwowano wyraźną zależność położenia spektralnego warunku dopasowania fazowego od modów poprzecznych pól biorących udział



Rys. 3.13: (a) Dwuwymiarowe widmo sumowania częstości dla falowodu z próbki B (długości 1 mm) i wiązek pompujących w modach 00_H i 01_V . (b) Przekrój dla $\lambda_H = \lambda_V$.

w nieliniowym procesie sumowania częstości. Dokonano pełnego przypisania trójek modów poprzecznych obserwowanym pasmom funkcji dopasowania fazowego, dzięki czemu udało się stwierdzić, że w badanym zakresie widmowym znajduje się zdecydowana większość pasm funkcji dopasowania fazowego (por. 3.6.1). Półilościowo potwierdzono również proporcjonalność wydajności procesu nieliniowego do całki przekrywania funkcji modowych dla modów biorących udział w oddziaływaniu. Na podstawie widm dwuwymiarowych stwierdzono, że w obserwowanym zakresie spektralnym funkcje dopasowania fazowego w zmiennych ω_H, ω_V mają postać równoległych pasm nachylonych pod kątem wynikającym z różnicy dyspersji dla fali zwyczajnej i nadzwyczajnej w KTP.

Poniżej omówię szczegółowe wnioski z przeprowadzonych pomiarów: uproszczony model struktury obserwowanych widm oraz wnioski na temat możliwości kontrolowania modów poprzecznych w procesie fluorescencji parametrycznej.

3.6.1 Struktura widm

Analizując zależność położenia linii widmowej odpowiadającej modom o indeksach ij_V , $i'j'_H$, kl_B od częstości, na podstawie równań (3.1) oraz (3.9) można łatwo stwierdzić, że dla ustalonych: modu pola sumy częstości oraz modu jednej z wiązek pompujących, np. H, zmiana modu wiązki V na mod wyższy powoduje przesunięcie pasma ku czerwieni. Wynika to bezpośrednio z faktu, że poprawki geometryczne do współczynnika załamania Δn dla wyższych modów mają coraz mniejszą wartość, zgodnie z rys. 2.3. Analogicznie, przy ustalonych modach wiązek pompujących, zmiana modu wiązki sumy częstości na wyższy powoduje przesunięcie pasma funkcji dopasowania fazowego ku krótszym długościom fali. Kolejność obserwowanych doświadczalnie pasm jest w pełni zgodna z tą obserwacją (por. tab. 3.2, rys. 3.6 oraz tab. 3.3)

Analizując położenia linii widmowych można zauważyć grupowanie się niektórych procesów, np. $02_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$, $00_V + 02_H \leftrightarrow 00_B$, $01_V + 01_H \leftrightarrow 00_B$, (por. rys. 3.6, w szczególności punkty wyróżnione kolorem czarnym). Oznacza to, że dodanie pojedynczego wzbudzenia modu w kierunku pionowym (dla modów postaci 0j) powoduje przesunięcie widmowe ku czerwieni o w przybliżeniu stałą wartość, w obserwowanym przypadku ok. 3,2 nm dla falowodu o szerokości 4 µm. Odpowiada to stwierdzeniu, że poprawka geometryczna do współczynnika załamania może być w przybliżeniu wyrażona w postaci $\Delta n^{(0j)} \approx \Delta n^{(00)} - j\delta n$, gdzie δn jest stałą poprawką. Jest to stwierdzenie w przybliżeniu



Rys. 3.14: Obliczona na podstawie zmierzonych położeń linii widmowych przybliżona mapa dopasowania fazowego dla procesu fluorescencji parametrycznej (a) dla wielomodowej wiązki pompującej, (b) dla jednomodowej wiązki pompującej. Pasmo dla procesu podstawowego ma największe natężenie. Mapy na tym i kolejnych rysunkach sporządzone są w skali częstości, lecz dla ułatwienia odczytywania opatrzone odpowiadającymi częstościom długościami fali w próżni.

zgodne z obliczonymi numerycznie efektywnymi współczynnikami załamania, por. rys. 2.3. Łatwo zauważyć, że w ramach poszczególnych grup występują pasma o jednakowej sumie wzbudzeń dla modów wiązek pompujących w kierunku pionowym: w przypadku falowodu typu A jest to suma 2 w przedziale [806,0; 806,7] nm, suma 3 w przedziale [808,2; 809,9] nm, suma 4 w przedziale [812,1; 813,2] nm oraz suma 2 (z modem 01_B sumy częstości) w przedziale [801,5; 802,5] nm. Analogiczne grupy można wyróżnić dla falowodu o szerokości 2 µm; w przypadku tego falowodu różnice są jednak większe, prawdopodobnie ze względu na spowodowany mniejszymi rozmiarami falowodu większy rozrzut poprawek geometrycznych do efektywnych współczynników załamania modów oraz ze względu na fakt, że mody wąskiego falowodu znajdują się bliżej punktu odcięcia. Ze zmierzonych położeń widmowych poszczególnych procesów wynika również, że dodanie pojedynczego wzbudzenia do modu pola sumy częstości powoduje przesunięcie widmowe o w przybliżeniu stałą wartość (dla falowodu o szerokości 4 µm), w tym przypadku w kierunku ku mniejszym długościom fali.

Bazując na powyższych obserwacjach można stwierdzić, że poza zakresem widmowym obserwowanym eksperymentalnie znalazły się procesy odpowiadające modom wiązki sumy częstości o większej liczbie wzbudzeń, niż dla procesów obserwowanych (procesy te znajdują się w kierunku mniejszych długości fali) oraz procesy o większej liczbie wzbudzeń dla wiązek pompujących (procesy te znajdują się w kierunku większych długości fali).

3.6.2 Dopasowanie fazowe a fluorescencja parametryczna

Głównym celem opisanych pomiarów warunku dopasowania fazowego było stwierdzenie, czy jest możliwa generacja par fotonów w procesie fluorescencji parametrycznej w czystych modach poprzecznych, w szczególności w modach podstawowych, wykorzystując schemat zaproponowany w pracy [65].

Ponieważ powracamy do omawiania procesu fluorescencji parametrycznej, następuje zamiana ról opisywanych pól. Od tego momentu wiązka o długości fali bliskiej 400 nm (oznaczana symbolem B) będzie wiązką pompującą; w przypadkach niejednoznacznych, aby odróżnić ją od wiązek pompujących proces sumy częstości, będę ją nazywał niebieską
wiązką pompującą. Wiązki czerwone V i H odpowiadają wiązkom sygnałowej i jałowej procesu fluorescencji parametrycznej.

Spośród zbadanych falowodów najkorzystniejszym do wykorzystania jako źródło par fotonów fluorescencji parametrycznej jest falowód o szerokości 2 μ m (z próbki C), ze względu na mniejszą liczbę pasm funkcji dopasowania fazowego, większe rozseparowanie widmowe pasm oraz ze względu na mniejszy rozmiar modów, powodujący zwiększenie wydajności fluorescencji parametrycznej [por. (1.53)]

W celu uzyskania wydajnej generacji par fotonów w podstawowych modach przestrzennych, konieczne jest wyizolowanie procesu podstawowego $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$. Ponieważ w bliskim sąsiedztwie widmowym tego procesu występuje szereg innych procesów (zawierających wyższe mody H i V, por. tab. 3.3), niemożliwe jest jego wyizolowanie wyłącznie przez filtrowanie widmowe.

Latwo zauważyć, że wśród procesów sąsiadujących widmowo z procesem podstawowym niebieska wiązka pompująca występuje w modach różnych od podstawowego 00_B (wynika to pośrednio z opisanej powyżej przybliżonej reguły grupowania się procesów ze względu na sumaryczną liczbę wzbudzeń). Stąd wniosek, że dzięki wprowadzeniu niebieskiej wiązki pompującej do falowodu wyłącznie w modzie podstawowym, możliwe jest ograniczenie liczby wzbudzanych procesów nieliniowych wyłącznie do tych, zawierających mod 00_B . Linie widmowe odpowiadające tym procesom zostały wytłuszczone w tabeli 3.3. Spośród nich procesy położone najbliżej pasma podstawowego $(01_V + 00_H \leftrightarrow 00_B)$ oraz $00_V + 01_H \leftrightarrow 00_B)$ znajdują się w odległości ponad 6 nm, co wskazuje na możliwość ich łatwego odseparowania poprzez filtrowanie widmowe.

W celu uzyskania pełnego obrazu zagadnienia filtrowania widmowego w procesie fluorescencji parametrycznej konieczna jest analiza łącznego widma generowanych par fotonów. Widmo to dane jest kwadratem modułu wyrażenia (1.50) wysumowanego po modach poprzecznych pól sygnałowego i jałowego:

$$\left|\sum_{lm}\Psi_{lm}(\omega_H,\omega_V)\right|^2 = \left|\sum_{lmn}\alpha_n(\omega_H+\omega_V)\Phi^*_{lmn}(\omega_H,\omega_V)\right|^2,$$
(3.13)

Zakładając w tym wyrażeniu, że amplitudy spektralne α_n poszczególnych modów niebieskiej wiązki pompującej nie zależą od częstości (czyli zakładając wiązkę pompującą o bardzo szerokim widmie) uzyskujemy kwadrat modułu sumy funkcji dopasowania fazowego dla różnych trójek modów, ważonych całkami przekrywania trójek modów. Wielkość tą będę nazywał mapą dopasowania fazowego. Na rys. 3.14 przedstawione zostały mapy dopasowania fazowego dla procesu fluorescencji parametrycznej dla wielomodowej oraz jednomodowej niebieskiej wiązki pompującej. Mapy zostały obliczone na podstawie zmierzonych położeń pasm funkcji dopasowania fazowego. Efektywne współczynniki załamania dla poszczególnych modów były obliczane jako $\hat{n}_{\text{eff}}^{(j)}(\omega) = n_{KTP}(\omega) + \Delta n_{\text{geom}}^{(00)}(\omega) + \Delta n^{(j)},$



Rys. 3.15: Mapa warunku zachowania energii dla wiązki pompującej o widmie gaussowskim, o szerokości połówkowej 1,0 nm.

gdzie poprawkę geometryczną dla modu podstawowego $\Delta n_{\text{geom}}^{(00)}(\omega)$ wyznaczono na podstawie obliczeń numerycznych, a poprawki $\Delta n^{(j)}$ odzyskano ze zmierzonych położeń wid-



Rys. 3.16: Obliczone łączne widmo par fotonów dla jednomodowej niebieskiej wiązki pompującej o szerokości widmowej 1,0 nm (FWHM).

mowych poszczególnych pasm funkcji dopasowania fazowego. Dla pompy wielomodowej przyjęto równe amplitudy spektralne α_n dla wszystkich modów poprzecznych n.

Na mapie dla wielomodowej wiązki pompującej widoczne jest przekrywanie się pasm odpowiadających różnym procesom nieliniowym. Dla pompy jednomodowej następuje znaczne uproszczenie mapy, pojawia się wspomniana separacja widmowa pasma podstawowego.

Jak wynika z równania (3.13) łączne widmo pary fotonów dla jednomodowej wiązki pompującej dane jest przez iloczyn sumy kwadratów funkcji dopasowania fazowego $\Phi_{lmn}(\omega_V, \omega_H)$ oraz warunku zachowania energii określonego przez widmo wiązki pompującej $|\alpha(\omega_H + \omega_V)|^2$ (z bardzo dobrym przybliżeniem polegającym na pominięciu członów interferencyjnych, które w większości nie będą obserwowane ze względu na ortogonalność modów falowodu). Do obliczeń przyjęto, że widmo to jest gaussowskie. Warunek zachowania energii na mapie częstości wiązek sygnałowej i jałowej dla pompy o szerokości połówkowej 1,0 nm przedstawiony jest na rys. 3.15.

W wyniku wykonania iloczynu warunku dopasowania fazowego oraz warunku zachowania energii uzyskuje się łączne widmo par fotonów fluorescencji parametrycznej. Widmo łączne dla jednomodowej niebieskiej wiązki pompującej o szerokości widmowej 1,0 nm przedstawione jest na rys. 3.16. Dla wiązki pompującej o szerokości widmowej mniejszej niż 2 nm uzyskuje się widmo łączne składające się z obszarów spektralnych o nieprzekrywających się rozkładach brzegowych ("wysp spketralnych"). Poszczególnym wyspom odpowiadają różne mody poprzeczne wiązek V i H. Zostały one oznaczone na rys. 3.16. W szczególności wyspie leżącej na najmniejszych długościach fali odpowiadają wyłącznie mody podstawowe wiązek V i H. Wynika z tego, że w celu uzyskania fotonów fluorescencji parametrycznej w podstawowych modach poprzecznych wystarczy zastosować filtrowanie widmowe odpowiednio wiązki sygnałowej i/lub jałowej za pomocą filtra dolnoprzepustowego.

Należy zwrócić uwagę, że opisana sytuacja zachodzi pod warunkiem użycia niebieskiej wiązki pompującej w czystym podstawowym modzie poprzecznym. W przypadku pompy zawierającej przyczynki od wyższych modów, wzbudzone zostają procesy nieliniowe zawierające wyższe mody pola *B*, przekrywające się widmowo z interesującym nas procesem podstawowym. Skutkuje to niemożliwością uzyskania jednomodowej pracy źródła par za pomocą filtrowania widmowego dla wielomodowej wiązki pompującej.

Przedstawiony schemat generacji par w czystych modach poprzecznych został po raz pierwszy zaproponowany w pracy [65], na podstawie symulacji numerycznych. Przedstawione tu wyniki pomiarów po raz pierwszy potwierdziły doświadczalnie możliwość praktycznej realizacji tego schematu.

3.6.3 Podsumowanie

Dokonano pomiaru zależnego od modów poprzecznych dwuwymiarowego warunku dopasowania fazowego dla procesu mieszania trzech fal II typu w falowodzie nieliniowym PPKTP metodą spektroskopii sumowania częstości z rozdzielczością modó poprzecznych. Dokonano pełnej interpretacji uzyskanych wyników pomiarowych: przypisano trójki modów poprzecznych obserwowanym liniom w widmie sumowania częstości; potwierdzono półilościową zgodność zmierzonych intensywności poszczególnych linii widmowych z wartościami obliczonymi na podstawie symulacji numerycznych. Na podstawie uzyskanych wyników potwierdzono możliwość praktycznej implementacji schematu generacji par fotonów fluorescencji parametrycznej w czystych modach przestrzennych [65].

Rozdział 4

Źródło par fotonów

4.1 Wstęp

Wyniki pomiarów opisanych w rozdziale 3 wskazują na możliwość konstrukcji źródła par fotonów w podstawowych modach przestrzennych opartego na procesie fluorescencji parametrycznej w wielomodowym falowodzie nieliniowym PPKTP. W tym rozdziale opiszę konstrukcję takiego źródła, podstawową charakterystykę jego wydajności; w kolejnym rozdziale przedstawię wyniki eksperymentalne potwierdzające przestrzennie jednomodową pracę źródła: pomiary parametru jakości wiązki M^2 w trybie jednofotonowym. Opis generacji polaryzacyjnie splątanych par fotonów przedstawiony zostanie w rozdziale szóstym.

Źródła oparte na procesie fluorescencji parametrycznej falowodzie PPKTP były rozwijane i są konstruowane oraz wykorzystywane przez szereg grup badawczych [59,61,122,135], w szczególności do wytwarzania sygnalizowanych pojedynczych fotonów [65,136,137] oraz stanów ściśniętych [64]. Dokładnie zostały zbadane korelacje widmowe pomiędzy fotonami pary [67]. Jednakże temat poruszany w tej pracy — wpływu modów przestrzennych na proces fluorescencji parametrycznej — eksperymentalnie został zbadany jedynie w niewielkim zakresie [69,70].

4.2 Źródło par fotonów

Ogólny schemat konstrukcji źródła par fotonów nie odbiega od standardowo stosowanego w eksperymentach kwantowooptycznych. Został on przedstawiony na rys. 4.1. Ultrafioletowa wiazka laserowa pompuje proces fluorescencji parametrycznej II typu w ośrodku nieliniowym $\chi^{(2)}$ (NL); po przejściu przez ośrodek jest ona odfiltrowywana za pomocą lustra dichroicznego (DM) i kierowana do pochłaniacza wiazki (BB, od ang. beam blocker). W ośrodku nieliniowym w procesie fluorescencji parametrycznej z niewielkim prawdopodobieństwem powstaje para prostopadle spolaryzowanych fotonów w bliskiej podczerwieni. Kostka polaryzująca (PBS) rozdziela fotony pary i kieruje je do dwóch ramion układu doświadczalnego zakończonych detektorami pojedynczych fotonów (SPCM, ang. single photon counting module). Rejestracja pary fotonów dokonywana jest za pomoca elektronicznego układu koincydencyjnego (&). Źródło tego typu może być używane jako źródło sygnalizowanych pojedynczych fotonów (ang. heralded single photons). Jedno z ramion traktuje się wtedy jako ramię wyzwalające: detekcja fotonu w tym ramieniu sygnalizuje z dużym prawdopodobieństwem obecność fotonu-partnera w drugim ramieniu układu [138]. Ramie to nazywać będę ramieniem sygnałowym i oznaczać symbolem S. Ramie wyzwalające oznaczać będę przez T.

Do konstrukcji źródła jako ośrodek nieliniowy wykorzystano falowód PPKTP z próbki C o szerokości 2 μ m. Długość falowodu wynosiła 1,0 mm. Ze względu na jasność źródła pożądane jest użycie falowodu o jak największej długości [por. (1.53)]. Jednakże wzrost długości falowodu powoduje zmniejszenie szerokości widmowej funkcji dopasowania fazowego. Do realizacji źródła sygnalizowanych pojedynczych fotonów w czystych stanach widmowych oraz źródła polaryzacyjnie splątanych par fotonów konieczne jest



Rys. 4.1: Uproszczony schemat źródła par fotonów. Objaśnienie użytych oznaczeń w tekście.

wyeliminowanie korelacji widmowych pomiędzy fotonami pary [55, 139]. W przypadku używania KTP dla rozważanych długości fali wyeliminowanie tych korelacji możliwe jest wyłącznie poprzez wąskopasmowe filtrowanie widmowe, ze względu na wynikający z dyspersji KTP profil widmowy funkcji dopasowania fazowego. Długość falowodu 1,0 mm jest długością, dla której szerokość widmowa funkcji dopasowania fazowego jest wystarczająco duża, by możliwe było wyeliminowanie korelacji widmowych za pomocą łatwo dostępnych filtrów interferencyjnych o szerokości widmowej rzędu 1,0 nm. (por. też tab. 3.4).

Podsumujmy przedstawione w poprzednim rozdziale warunki niezbędne do osiągnięcia przestrzennie jednomodowej pracy źródła. Pierwszym z nich jest konieczność użycia wiązki pompującej o dostatecznie małej szerokości widmowej (poniżej 2 nm). W opisywanych tu doświadczeniach wykorzystywana będzie wiązka pompująca o szerokości połówkowej 1,0 nm. Kolejnym z warunków jest konieczność filtrowania widmowego przynajmniej jednego z fotonów pary w celu wybrania wyspy łącznego widma par fotonów odpowiadającej parze fotonów w modach podstawowych. Filtrowanie widmowe będzie realizowane za pomocą filtrów interferencyjnych, umieszczanych, w zależności od potrzeb, w jednej lub obydwu wiązkach fotonów fluorescencji parametrycznej. Używane były filtry o szerokości połówkowej 0,8 nm, 3,0 nm oraz 11,0 nm. Bardziej szczegółowo kwestie filtrowania widmowego zostaną omówione w kolejnym podrozdziale.

Najistotniejszym zagadnieniem podczas realizacji źródła była konieczność wprowadzenia wiązki pompującej do falowodu wyłącznie w podstawowym modzie przestrzennym falowodu. Było to zadanie nietrywialne, ze względu na znaczną wielomodowość falowodu na długości fali ok. 400 nm: obserwacje eksperymentalne oraz symulacje numeryczne wskazują, nawet dla najwęższej dostępnej struktury o szerokości 2 μ m, na możliwość podtrzymywania ponad 30 modów poprzecznych przez falowód (por. rozdz. 2.2.3). W związku z tym podrozdział 4.2.3 poświęcony będzie szczegółowemu omówieniu sposobu selektywnego wzbudzania modu podstawowego niebieskiej wiązki pompującej w falowodzie. Następnie omówię pomiary jasności (wydajności) źródła oraz strat w źródle i układzie doświadczalnym.

4.2.1 Punkt pracy źródła

Ośrodkiem nieliniowym był falowód PPKTP z próbki C o szerokości 2 μ m. Powodem użycia falowodu o małej szerokości była niewielka liczba i znaczne rozseparowanie widmowe pasm funkcji dopasowania fazowego w porównaniu z falowodami o większej szerokości. Pomiar funkcji dopasowania fazowego dla tego falowodu został opisany w poprzednim rozdziale (por. 3.5.5). Zestawienie położeń pasm dopasowania fazowego przedstawione jest w tabeli 3.3.

Aby ułatwić szczegółowe omówienie parametrów źródła par fotonów przedstawię teraz jego punkt pracy. Punkt ten został przedstawiony graficznie na mapie łącznego widma par fotonów na rys. 4.2. Warunki uzyskania przestrzennie jednomodowej pracy źródła przedstawione w rozdziale 3.6.2 nie precyzuja długości fali wiazki pompujacej. Ze wzgledu na planowane użycie źródła do wytwarzania polaryzacyjnie splątanych par fotonów, koniecznym (lecz nie dostatecznym) warunkiem było uzyskanie wzajemnie symetrycznego łącznego widma par fotonów. W związku z tym punkt pracy źródła został ustalony na paśmie podstawowym dopasowania fazowego $(00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B)$, dla zdegenerowanych centralnych długości fali: $\lambda_H = \lambda_V = 799,4$ nm. Odpowiadająca im centralna długość fali wiazki pompujacej to 399,7 nm. Jak wynika z rys. 4.2 do wyizolowania pojedynczej "wyspy" łącznego widma par fotonów odpowiadającej podstawowemu pasmu funkcji dopasowania fazowego wystarczy zastosowanie filtrowania widmowego o szerokości ok. 30 nm. Możliwe jest też zastosowanie filtra krawędziowego górnoprzepustowego, o krawędzi na długości fali 810 – 820 nm. Trzeba zaznaczyć, że przy wykorzystywaniu źródła par jako źródła sygnalizowanych par fotonów wystarczające jest filtrowanie widmowe wyłacznie fotonów w ramieniu wyzwalającym. W ramieniu sygnałowym obecne będa fotony z szerokiego zakresu widmowego — a więc również w wyższych modach przestrzennych jednakże fotony zasygnalizowane przez detekcję filtrowanego widmowo fotonu-partnera w ramieniu wyzwalającym beda wyłacznie w modzie podstawowym, ze względu na korelacje widmowe pomiedzy fotonami w jednakowych modach przestrzennych (por. też rys. 3.16).

Rysunek 4.2 został sporządzony przy założeniu niebieskiej wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu wyłącznie w modzie podstawowym. W rzeczywistości nie można wykluczyć pewnego wzbudzenia innych modów przez wiązkę pompującą. Na rys. 4.3 przedstawiono analizę wpływu wyższych modów pompy na charakterystykę przestrzenną par fotonów ze źródła. Wykresy przedstawiają przyczynki do jednofotonowego widma dla pól Horaz V, pochodzące od poszczególnych procesów nieliniowych, dla wiązki pompującej o długości fali 399,7 nm i szerokości widmowej 1.0 nm. Przedstawione widma jednofotonowe zostały obliczone przez wycałkowanie po jednej ze zmiennych ω_H, ω_V mapy łącznego widma par fotonów przy uwzględnieniu jednego tylko procesu nieliniowego. Suma przedstawionych widm odpowiada widmu pojedynczych fotonów rejestrowanych odpowiednio w ramieniu S i T.

Widoczna jest wspomniana powyżej separacja widmowa procesów zawierających mod podstawowy pompy oraz wyższe mody pól Hi V. Jednocześnie przekrywają się widmowo z procesem podstawowym procesy zawierające wyższe mody pompy: $10_B \leftrightarrow 10_V + 00_H$,



Rys. 4.2: Punkt pracy źródła na mapie łącznego widma par fotonów dla wiązki pompującej o centralnej długości fali 399,7 nm i szerokości widmowej 1,0 nm. Liniami przerywanymi zaznaczono szerokość filtrowania widmowego wystarczającą do wyizolowania części widma łącznego odpowiadającej generacji par fotonów w modach podstawowych. Należy zauważyć, że do uzyskania jednomodowych sygnalizowanych fotonów wystarczające jest filtrowanie widmowe wyłącznie w ramieniu wyzwalającym.

 $10_B \leftrightarrow 00_H + 10_V, 01_P \leftrightarrow 02_V + 00_H, 01_B \leftrightarrow 00_V + 02_H$ oraz kilka dalszych procesów o niewielkiej wydajności, por. tab. 3.3. Liniami przerywanymi wykreślono widma transmisji filtrów interferencyjnych używanych w eksperymencie, o szerokościach połówkowych 0,8, 3,0 oraz 11,0 nm. Użycie filtra o szerokości 11,0 nm pozwala wykorzystać zdecydowaną większość mocy procesu podstawowego. Użycie węższych filtrów ogranicza udział procesów



Rys. 4.3: Obliczone na podstawie danych doświadczalnych wkłady od poszczególnych procesów nieliniowych do widm jednofotonowych dla fotonów H (a) oraz V (b). Liniami pogrubionymi zaznaczono widma procesów zawierających mod podstawowy pompy 00_B . Wąskimi liniami ciągłymi — procesów zawierających wyższe mody pompy. Pominięto procesy o intensywności poniżej 5% natężenia pasma podstawowego. Na rys. (a) poszczególne widma oznaczono odpowiadającymi im procesami nieliniowymi. Na rys. (b) podpisy pominięto, pozostawiając oznaczenia kolorystyczne. Liniami przerywanymi wykreślono widma transmisji T używanych filtrów spektralnych, o szerokościach połówkowych 0,8, 3,0 oraz 11,0 nm.

zawierających wyższe mody pompy, lecz nie eliminuje go całkowicie. Prowadzi to do wspomnianej już konieczności zwrócenia szczególnej uwagi na ograniczenie wprzęgania wiązki pompującej do wyższych modów, w szczególności do modów o pojedynczym wzbudzeniu: 01_B oraz 10_B . Zwiększenie separacji widmowej procesów obecnie przekrywających się z procesem podstawowym wymagałoby użycia węższej widmowo wiązki pompującej, co w rozważanym tu przypadku utrudniłoby znacznie usuwanie korelacji widmowych w łącznym widmie par fotonów.

Analizując rys. 4.3 warto zauważyć ponadto nieco różną szerokość linii widmowych dla pól H oraz V wynikającą z określonego przez krzywe dyspersji dla fali zwyczajnej i nadzwyczajnej w KTP kąta nachylenia warunku dopasowania fazowego dla procesu II typu na dwuwymiarowej mapie dopasowania fazowego.

W tym miejscu warto też oszacować na podstawie natężeń linii widmowych (por. tab. 3.3) stosunek liczby par fotonów w modach podstawowych do liczby wszystkich par fotonów wytwarzanych w procesie fluorescencji parametrycznej. Dla pompy jednomodowej stosunek ten można zgrubnie oszacować jako 30 - 40%. Przy obliczaniu oszacowania uwzględniono również procesy znajdujące się poza obserwowanym doświadczalnie zakresem spektralnym (takie jak $00_P \leftrightarrow 10_V + 10_H$). Ich natężenia przyjęto jako równe zmierzonym natężeniom tych procesów dla falowodu o szerokości 4 µm. Powoduje to dodatkową niepewność oszacowania, niemniej widoczne jest, że udział wyższych modów jest niezaniedbywalny. Użycie wielomodowej niebieskiej pompy w oczywisty sposób pogarsza ten stosunek.



Rys. 4.4: Schemat źródła par fotonów. Wiązka podczerwona z oscylatora femtosekundowego wytwarza drugą harmoniczną w krysztale BBO, która kierowana jest przez teleskop T i obiektyw Obj1 do falowodu PPKTP (W). Do falowodu może zostać skierowana również podczerwona wiązka pomocnicza. Po opuszczeniu falowodu i skolimowaniu za pomocą obiektywu Obj2 wiązka pompująca jest odfiltrowywana na lustrze dichroicznym DM3 i ogniskowana na matrycy CCD. Powstające w falowodzie prostopadle spolaryzowane wiązki fluorescencji parametrycznej rozdzielane są na kostce polaryzującej PBS2 i kierowane za pomocą światłowodów jedno- (SMF) lub wielomodowych (MMF) do detektorów pojedynczych fotonów (SPCM). Przed lub za kostką PBS2 mógł być umieszczony filtr interferencyjny IF3. Dokładny opis układu i użytych oznaczeń w tekście.

4.2.2 Układ doświadczalny

Główną częścią układu doświadczalnego źródła par fotonów, przedstawionego na rys. 4.4, był falowód PPKTP z próbki C, wraz z obiektywami mikroskopowymi służącymi do wprzęgania i wyprzęgania światła do/z falowodu. Tę najistotniejszą część układu omówię później, przedtem opisując pozostałe elementy układu.

Źródłem wiązki pompującej o długości fali ok. 400 nm były podwojone spektralnie impulsy femtosekundowe z przestrajalnego widmowo oscylatora tytanowo-szafirowego Coherent Chameleon Ultra (Coherent Inc., USA). Oscylator wytwarzał wiązkę impulsów o czasie trwania ok. 150 fs, widmowej szerokości połówkowej 4,0 nm, czestości repetycji 78 MHz, polaryzacji poziomej oraz mocy średniej regulowanej w zakresie 30 – 3000 mW, przy czym typowo używano mocy ok. 500 mW. Wiazka ogniskowana była w krysztale BBO długości 5 mm za pomocą soczewki o ogniskowej 300 mm. Kryształ był zorientowany tak, by zapewnić dopasowanie fazowe I typu dla generacji drugiej harmonicznej w pobliżu długości fali 800 nm. Uchwyt kryształu zapewniał możliwość jego precyzyjnego pochylania wokół osi poziomej prostopadłej do kierunku propagacji wiązek. Użyto soczewki długiej ogniskowej, by zminimalizować wpływ dryfu (ang. spatial walk-off) w dwójłomnym krysztale BBO na jakość (kształt przekroju poprzecznego) wiązki drugiej harmonicznej. Dryf powoduje eliptyczność drugiej harmonicznej I typu. W związku z tym użyto ogniskowej soczewki, dla której rozmiar ogniska jest większy niż odchylenie wiązki wskutek dryfu w 5 mm BBO (300 μ m). Ponadto przed kryształem umieszczona była płytka półfalowa, która poprzez obrót polaryzacji wiązki czerwonej pozwalała regulować moc drugiej harmonicznej.

Za kryształem umieszczone było lustro dichroiczne DM1; po odbiciu od lustra DM1 wiązka drugiej harmonicznej, spolaryzowana pionowo, była oczyszczana z pozostałości wiązki czerwonej za pomocą filtra barwnego. Widmowa szerokość połówkowa wiązki drugiej harmonicznej wynosiła 1,0 nm, a jej moc po przejściu przez filtr barwny — ok. 2,5 mW,

przy mocy wiązki pompującej kryształ BBO 500 mW. Niewielka wydajność konwersji częstości jest skutkiem opisanego powyżej słabego ogniskowania wiązki 800 nm w krysztale BBO. W praktyce dostępne są dużo efektywniejsze źródła niebieskich wiązek pompujących proces fluorescencji parametrycznej w falowodach, mianowicie lasery diodowe; tutaj zdecydowano się na impulsy femtosekundowe, by mieć docelową możliwość badania źródła metodami czasoworozdzielczymi oraz wydajnego wytwarzania wielokrotnych par (czwórek) fotonów [140]. Uniknięcie wpływu dryfu możliwe byłoby również dla impulsów femtosekundowych dzięki zastosowaniu odpowiedniego ośrodka nieliniowego z periodyczną inwersją domen nieliniowych do wytwarzania drugiej harmonicznej.

Wiązka drugiej harmonicznej przechodziła przez teleskop T służący do regulacji średnicy wiązki i kierowana była za pomocą zwierciadeł, w tym zwierciadła dichroicznego, do obiektywu Obj1 sprzęgającego światło do falowodu. Po drodze umieszczona była również płytka półfalowa służąca precyzyjnemu dopasowaniu kierunku polaryzacji wiązki drugiej harmonicznej do wyróżnionej polaryzacji falowodu.

Wiązka czerwona przechodząca przez lustro DM1 była wykorzystywana jako wiązka referencyjna, służąca do justowania układu. Kierowana była do układu analogicznego do układu służącego do przygotowywania wiązek pompujących do pomiaru funkcji dopasowania fazowego (por. rozdz. 3.4). Obydwa ramiona tego układu były wykorzystywane do pomiarów funkcji dopasowania fazowego w falowodzie próbki C (por. 3.5.5). Do kalibracji źródła par fotonów używane było tylko jedno ramię. Po przejściu przez kostkę polaryzującą wiązka przechodziła przez filtr interferencyjny o szerokości połówkowej 0,6 nm i centralnej długości fali 800 nm zamontowany na stoliku obrotowym oraz przez płytkę ćwierćfalową. Po odbiciu od zwierciadła wiązka ponownie przechodziła przez oba wymienione elementy. Płytka ćwierćfalowa była ustawiona pod kątem powodującym obrót polaryzacji liniowej o 90° przy dwukrotnym przejściu, dzięki czemu wiązka w drodze powrotnej była odbijana przez kostkę polaryzującą. Następnie umieszczona była płytka półfalowa, która powodowała obrót polaryzacji o 45°, tak by możliwe było wzbudzanie procesu sumowania częstości II typu w falowodzie. Za pomocą dwóch zwierciadeł wiązka, przez lustro dichroiczne DM2, była współliniowo z wiązką niebieską kierowana do falowodu.

Po opuszczeniu falowodu niebieska wiązka pompująca była odfiltrowywana od fotonów fluorescencji parametrycznej za pomocą dwóch zwierciadeł dichroicznych. Wiązka niebieska odbita od pierwszego zwierciadła ogniskowana była za pomoca soczewki TL (od ang. tube lens) o ogniskowej 300 nm na matrycy CCD, tak by uzyskać obraz płaszczyzny wyjściowej falowodu. Od tylnej powierzchni zwierciadła dichroicznego odbijała się również niewielka część wiązki referencyjnej. Pozwalało to na równoczesne obserwowanie na matrycy CCD niebieskiej wiązki pompującej, odbitej od przedniej płaszczyzny zwierciadła, oraz wiązki referencyjnej. W razie potrzeby obserwowania tylko jednej wiązki (np. w przypadku dużej różnicy natężeń wiązek) stosowany był odpowiedni filtr barwny, umieszczany w obszarze, w którym wiązki były skolimowane — między zwierciadłem a soczewką TL. Aby umożliwić bezpośrednie monitorowanie nateżenia wiązek wprzegniętych do falowodu, za pomoca niepokrytego antyrefleksyjne szkiełka umieszczonego przed soczewka odbijane było kilka procent mocy i kierowane do fotodiodowego miernika mocy (PM, ang. power meter, PD300-1W, Ophir Optronics Ltd., Izrael). Wskazanie miernika dla wiązki odbitej od szkiełka były przeliczane na wartość dla głównej wiązki na podstawie wykonanej kalibracji.

Wiązka fluorescencji parametrycznej — a dokładniej, para współbieżnych wiązek o polaryzacjach H i V — przechodziła przez filtr interferencyjny IF3, zamocowany na stoliku obrotowym pozwalającym na precyzyjne strojenie transmitowanej długości fali, po czym była kierowana do dalszej części układu doświadczalnego.

Dla pomiarów omawianych w tym rozdziale była to kostka polaryzująca, rozdzielająca

Parametr	Wartość	Jednostka
Wydajność kwantowa dla 800 nm	50 - 70	%
Ciemne zliczenia	< 100	s^{-1}
Czas martwy	32 - 40	\mathbf{ns}
Prawdopodobieństwo impulsów wtórnych	< 0,5	%
Niestabilność czasowa (jitter)	~ 500	\mathbf{ps}
Okno koincydencji	6,5	ns
Niestabilność czasowa układu koincydencji	< 30	\mathbf{ps}

Tab. 4.1: Najistotniejsze parametry techniczne modułów fotodiod lawinowych SPCM-AQRH-14FC (wg specyfikacji producenta) oraz układu koincydencyjnego.

przestrzennie składowe polaryzacyjne V i H. Każda z nich była wprowadzana za pomocą soczewki asferycznej o ogniskowej 8 nm do światłowodu wielomodowego o średnicy rdzenia 100 μm i aperturze numerycznej 0,22. Światłowodami fotony fluorescencji parametrycznej docierały do liczników pojedynczych fotonów wyposażonych w sprzegacze światłowodowe FC/PC (moduły fotodiod lawinowych SPCM-AQRH-14FC, Perkin Elmer, Kanada). Podstawowe parametry modułów zebrane sa w tabeli 4.1. Sygnały TTL (Transistor-Transistor Logic) wytwarzane przez moduły fotodiod kierowane były do koincydencyjnego układu elektronicznego zbudowanego z modułów standardu NIM (Nuclear Instrumentation Module): linii opóźniającej, inwertera (służącego do zmiany polaryzacji impulsów TTL na ujemną, wykrywaną przez dyskryminatory standardu NIM), dyskryminatora typu constant fraction, modułu koincydencyjnego oraz translatora NIM-TTL. Czas okna koincydencji układu został zmierzony z wykorzystaniem podawanych na wejście synchronicznych impulsów na podstawie opoóźnień wytwarzanych przez linie opóźniające. Uzyskano wartość 6,5 ns. Układ koincydencyjny opuszczały 3 sygnały TTL odpowiadające pojedynczym zliczeniom fotonów z obydwu ramion układu oraz koincydencjom. Impulsy zliczane były za pomocą komputera PC, wykorzystano w tym celu liczniki na kartach pomiarowych firmy National Instruments.

4.2.3 Układ sprzęgania wiązki pompującej do falowodu

Układ sprzęgania niebieskiej wiązki pompującej musi spełniać znacznie ostrzejsze wymagania w porównaniu do układu do sprzęgania wiązek o długości fali ok. 800 nm. Przyczyną tego jest około dwukrotnie mniejszy rozmiar modu, powodujący konieczność uzyskania większej precyzji i stabilności mechanicznej sprzęgania oraz większa liczba modów poprzecznych, skutkująca koniecznością uzyskania wiązki sprzęganej bardzo zbliżonej do modu podstawowego w falowodzie.

Schemat użytego układu sprzęgania i wyprzęgania wiązek do/z falowodu przedstawiony jest na rys. 4.5. W porównaniu z układem do wprzęgania wiązek V i H opisanym w podrozdziale 2.2.3 wprowadzonych zostało szereg zmian zwiększających stabilność i precyzję układu.

W związku z mniejszym rozmiarem modu podstawowego 00_B konieczne było zastąpienie asferycznej soczewki ogniskującej obiektywem mikroskopowym. Wykorzystano fluorytowy obiektyw semi-apochromatyczny Olympus UPlanFLN o powiększeniu $40 \times i$ aperturze numerycznej 0,75. Kolejną zaletą obiektywu w porównaniu z soczewką była bardzo dobra korekcja wzdłużnej aberracji chromatycznej, dzięki czemu możliwe było efektywne wprzęganie wiązki niebieskiej jak i czerwonej wiązki referencyjnej bez konieczności modyfikacji położeń elementów układu. Aby umożliwić dokładne ustawienie obiektywu wzdłuż



Rys. 4.5: Szczegółowy schemat użytego układu sprzęgania i wyprzęgania wiązek do/z falowodu. Oznaczono mechaniczne stopnie swobody poszczególnych elementów: wzdłużne X, Y, Z oraz obroty wokół wzajemnie prostopadłych osi, prostopadłych do osi optycznej θ, φ .



Rys. 4.6: Fotografia układu wprzęgania i wyprzęgania światła z falowodu. Zaznaczono kierunek propagacji światła oraz naniesiono oznaczenia obiektywów zgodne z oznaczeniami na rys. 4.4 oraz 4.5.

osi optycznej, był on zamocowany za pomocą uchwytu kinematycznego pozwalającego na pochylanie obiektywu w kierunku poziomym i pionowym. Uchwyt kinematyczny wraz z obiektywem zamocowany był na precyzyjnym stoliku XYZ (MAX313D/M, Thorlabs, USA). Jest to stolik o większej bazie niż stosowany wcześniej, co również wpłynęło na zwiększenie stabilności.

Użycie obiektywu mikroskopowego pozwoliło na wsunięcie stolika XYZ z próbką PPKTP bezpośrednio pod oś optyczną układu. Pozwoliło to uniknąć dotychczasowego mało stabilnego mocowania próbki na długiej, cienkiej belce wsuwanej pomiędzy obiektywy (por. rys. 2.5). W opisanej konfiguracji belka została zastąpiona kompaktowym sztywnym uchwytem, widocznym na zdjęciu układu na rys. 4.6. Aby umożliwić prostopadłe ustawienie płaszczyzny wejściowej falowodu do kierunku wiązki pompującej, uchwyt został również zamocowany na dwuosiowym uchwycie kinematycznym. Uchwyt kinematyczny przymocowany był do stolika XYZ, który służył do precyzyjnego ustalania położenia falowodu, głównie w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej (xy).

Jedną z najistotniejszych modyfikacji sposobu mocowania próbki było zastosowanie układu stabilizacji temperatury. Głównym powodem zastosowania układu stabilizacji temperatury była konieczność zminimalizowania efektów mechanicznych wynikających z wahań temperatury próbki, mających negatywny wpływ na stabilność sprzęgania wiązki pompującej do falowodu, szczególnie w dłuższej skali czasowej. Kolejnym powodem jest opisana w rozdz. 3.5.8 zależność położenia widmowego warunku dopasowania fazowego w strukturze PPKTP od temperatury (0,04 nm/°C). Stabilizacja temperatury z dokładnością $\pm 0,1^{\circ}$ C zapewniała więc efektywną stałość położenia widmowego warunku dopasowania fazowego w porównaniu z jego szerokością widmową (1,0 nm).

Stabilizacja temperatury realizowana była za pomocą ogniwa Peltiera o wymiarach 7×7 mm. Ogniwo przyklejone było klejem o dużej przewodności cieplnej do uchwytu duraluminiowego stanowiącego wraz ze stolikiem XYZ rezerwuar cieplny. Do drugiej strony ogniwa dociśnięta była blaszka miedziana, na krawędzi której umocowany był kryształ KTP z falowodami. Rezystancyjny czujnik temperatury Pt100 przyklejony był do blaszki miedzianej w pobliżu próbki. Wskazania czujnika stanowiły sygnał sprzężenia zwrotnego, który odczytywany był przez prosty regulator proporcjonalno-całkująco-różniczkujący PID.

Regulator sterował natężeniem prądu podawanym do ogniwa Peltiera w trybie przerzutnikowym (włącz/wyłącz). Temperatura stabilizowana była do wartości $19 \pm 0.1^{\circ}$ C, (nieznacznie niższej niż temperatura panująca w laboratorium). Ze względu na niewielka pojemność cieplna stabilizowanego elementu — blaszki miedzianej wraz z próbka PPKTP — wynikającą m. in. z małych rozmiarów blaszki spowodowanych niewielką dostępną przestrzenią pomiędzy obiektywami mikroskopowymi (por. rys. 4.6), konieczne było stosowanie prądu podawanego do ogniwa o ograniczonym natężeniu. Było to natężenie, dla którego temperatura osiągana w pracy ciągłej była niższa o nie więcej niż 3° C od temperatury pożądanej. W przypadku użycia zbyt dużego natężenia prądu, impulsy prądu wytwarzane przez przerzutnik w celu stabilizacji temperatury powodowały powstanie "impulsów zimna", powodujących odkształcenia mechaniczne mocowania mające zauważalny, niezaniedbywalny wpływ na sprzeżenie wiązki niebieskiej do falowodu. W opisywanych dalej eksperymentach stosowano natężenie prądu 50 mA, w trybie ciągłym dające temperaturę nie niższą niż 17°C. Do dalszych zastosowań preferowane byłoby użycie regulatora PID umożliwiającego sterowanie prądem zasilacza dzięki czemu regulacja temperatury byłaby bardziej płynna.

Poprzez odwrócenie polaryzacji prądu podawanego do ogniwa Peltiera możliwe było również ogrzewanie próbki, co wykorzystane zostało do wykonania pomiarów zależności dopasowania fazowego od temperatury opisanych w rozdziale 3.5.8.

Układ wyprzęgania wiązek z falowodu nie różnił się od układu stosowanego wcześniej: obiektyw o zmniejszonej dwójłomności Carl Zeiss EC Epiplan Neofluar, o powiększeniu $50 \times$ i aperturze numerycznej 0,8 umieszczony był na precyzyjnym stoliku XYZ, umożliwiającym ustawienie obiektywu w pobliżu właściwego falowodu i skolimowanie wiązki opuszczającej obiektyw.

Elementem układu wykorzystywanym podczas optymalizacji (justowania) sprzęgania wiązki pompującej do falowodu, a dotychczas nieopisanym szczegółowo, był teleskop (T1) służący do modyfikacji rozmiaru poprzecznego wiązki pompującej. Zmiana rozmiaru wiązki padającej na obiektyw mikroskopowy powoduje zmianę efektywnej apertury numerycznej, a co za tym idzie, zmianę rozmiaru przewężenia wiązki w pobliżu ogniska obiektywu. Dzięki wykorzystaniu teleskopu o regulowanym powiększeniu możliwe było precyzyjne dopasowanie rozmiaru wiązki w ognisku do rozmiarów modu podstawowego 00_B w falowodzie. Użyty został teleskop o zmiennym powiększeniu (ang. variable zoom beam expander, BE02-05, Thorlabs, USA). Zastosowanie regulowanego teleskopu pozwoliło na zmianę rozmiaru ogniska za obiektywem Obj1, przy znacznym ograniczeniu przesunięcia położenia ogniska wzdłuż osi optycznej. Niestety ze względu na niezadowalającą jakość wykonania i/lub konstrukcję teleskopu, większym zmianom powiększenia towarzyszyły istotne zmiany kierunku wiązki opuszczającej teleskop. W związku z tym modyfikacji rozmiaru wiązki musiała towarzyszyć jednoczesna korekta kierunku i położenia wiązki za pomocą luster M1 i M2.

4.2.4 Optymalizacja sprzęgania

Opiszę teraz procedurę optymalizacji sprzęgania niebieskiej wiązki pompującej do modu podstawowego 00_B falowodu. Będzie temu towarzyszył opis optymalizacji pozostałych parametrów pracy falowodowego źródła par fotonów. Ponieważ jest to technicznie najtrudniejszy, a jednocześnie bardzo istotny aspekt używania źródła par fotonów opartego na falowodzie PPKTP, pozwolę sobie na podanie bardzo szczegółowego opisu.

Przed rozpoczęciem właściwej procedury justowania, wykorzystując sygnał drugiej harmonicznej (z pomiarów funkcji dopasowania fazowego) dokonano ustawienia wyróżnionych kierunków polaryzacji falowodu równolegle/prostopadle do powierzchni stołu optycznego. Wykorzystano w tym celu polaryzator (o znanej orientacji osi względem powierzchni stołu optycznego). Polaryzator ustawiono tak, by blokował polaryzację poziomą (pionową). Następnie, wykorzystując fakt, że w procesie sumowania częstości II typu w falowodzie generowane jest pole o polaryzacji zdefiniowanej przez falowód (równoległej do górnej powierzchni próbki), obracano mocowanie próbki w uchwycie, aż do uzyskania minimalnego natężenia sygnału sumy częstości przechodzącego przez polaryzator. Po każdym poruszeniu falowodu dokonywano optymalizacji sprzęgania wiązek H i V.

Procedura justowania układu rozpoczynała się od ustaleniu toru niebieskiej wiązki pompującej równolegle do krawędzi stołu optycznego za pomocą lustra DM2. Następnie lustra te pozostawały nieruchome. Położenie i kierunek wiązki przed lustrem DM2 było ustalane i monitorowane na podstawie położenia odbić kilku procent mocy od jednostronnie pokrytych antyrefleksyjnie płytek szklanych umieszczonych tuż za lustrem M2 i tuż przed lustrem DM2. Dalsza ewentualna korekta kierunku i położenia wiązki następowała za pomocą luster M1 i M2.

Bazując na kierunku wiązki, równolegle do niej umieszczane były trzy stoliki przesuwne XYZ. Do pierwszego stolika przykręcany był uchwyt kinematyczny, dedykowany do używanego modelu stolików. Uchwyt wyposażony był w gwint umożliwiający łatwe zamocowanie obiektywu. Przed zamocowaniem obiektywu Obj1 w jego miejsce wkręcana była półmatowa płytka kalibracyjna. Na podstawie odbicia od płytki płaszczyzna czołowa uchwytu kinematycznego (do której dociskana będzie baza obiektywu) ustawiana była prostopadle do wiązki. Następnie płytka kalibracyjna była wykręcana, aby umożliwić przejście wiązki przez uchwyt kinematyczny. Obiektyw na tym etapie pozostawał poza wiązką.

Kolejnym krokiem było ustawienie kryształu KTP z falowodami prostopadle do wiązki pompującej. Kryształ był zamocowany za pomocą uchwytu zapewniającego stabilizację temperatury do uchwytu kinematycznego, przymocowanego do kolejnego stolika XYZ. Położenie kryształu w kierunku z odpowiadało w przybliżeniu docelowemu położeniu ogniska wiązki pompującej. Kryształ wprowadzany był do wiązki pompującej, uruchamiana była stabilizacja temperatury. Powierzchnia kryształu zawierająca wejścia do falowodów była ustawiana prostopadle do wiązki na podstawie wiązki odbitej od tej powierzchni, za pomocą uchwytu kinematycznego. Następnie kryształ był za pomocą stolika XYZ wysuwany poza obszar wiązki pompującej.

Po wysunięciu kryształu, w odległości ok. 15 mm od niego umieszczany był ekran, na którym zaznaczane było położenie wiązki pompującej. Następnie w uchwyt kinematyczny przytwierdzony do pierwszego stolika wkręcany był obiektyw Obj1. Obiektyw był ustawiany w płaszczyźnie xy na osi wiązki pompującej tak, by wiązka opuszczająca obiektyw padała na ekran symetrycznie względem uprzednio zaznaczonego punktu. W tym momencie sprawdzano równoległość kierunku przesuwu z stolika do kierunku wiązki pompującej, weryfikując, czy ruch obiektywu w kierunku z nie powoduje przesunięcia wiązki opuszczającej obiektyw.

Po ustaleniu położenia obiektywu ponownie do wiązki wsuwany był kryształ zawierający pod powierzchnią falowody PPKTP. Kryształ był podnoszony aż do momentu zaobserwowania gwałtownej zmiany rozkładu nateżenia na ekranie, sygnalizującej, że wiązka przekroczyła granice powietrze-kryształ, a następnie o dalszych kilka mikrometrów. Wtedy, za pomocą translacji obiektywu w kierunku z, ognisko wiązki pompującej było umieszczane na powierzchni kryształu, Kryterium była minimalizacja rozmiaru plamki odbitej od powierzchni kryształu, obserwowanej na ekranie w znacznej odległości przed obiektywem. Po ustaleniu położenia ogniska kryształ był obniżany aż do momentu zaobserwowania efektów związanych ze sprzeganiem światła do falowodów. Efekty te objawiały się jako wyraźne zmiany rozkładu nateżenia światła na ekranie umieszczonym za falowodem przy przesuwaniu kryształu prostopadle do wiązki w kierunku poziomym. Odliczając charakterystyczne rozbłyski możliwe było w tym momencie ustalenie położenia kryształu w kierunku yodpowiadającego wybranemu falowodowi. Efektywne wprzęgnięcie światła do falowodu realizowane było przez precyzyjną optymalizację położenia kryształu w płaszczyźnie xy za pomoca mikrometrycznych śrub różnicowych. Po uzyskaniu pewnego doświadczenia możliwe było uzyskanie wzbudzenia modu podstawowego w falowodzie wyłacznie na podstawie obserwacji rozkładu natężenia w bliskim polu. Jednakże pewniejszą i dokładniejszą metoda była obserwacja obrazu tylnej powierzchni kryształu KTP na matrycy CCD.

Do zbierania światła opuszczającego falowód wykorzystywany był obiektyw Obj2, zamocowany na stoliku XYZ. Położenie obiektywu względem falowodu ustalane było analogicznie jak dla pomiarów opisywanych w poprzednich rozdziałach: kryształ oświetlany był poprzez obiektyw Obj1 intensywnym światłem białym. Umożliwiało to obserwowanie obrazu tylnej powierzchni kryształu na matrycy CCD. Kryterium ustawienia obiektywu w kierunku Z stanowiła ostrość granicy powietrze-kryształ.

Po ustawieniu ostrości możliwe było wstępne ustawienie wprzęgania wiązki pompującej do modu 00_B falowodu, poprzez przesuwanie kryształu za pomocą śrub różnicowych w płaszczyźnie xy oraz regulację położenia ogniska poprzez przesuwanie obiektywu Obj1 w kierunku z. Kryterium stanowiła jakościowa obserwacja rozkładu natężenia na wyjściu z falowodu. Uzyskanie możliwie najlepszego położenia falowodu tą metodą pozwalało na przejście do dokładnej metody ustawiania wprzęgania w mod podstawowy, opartej na podejściu ilościowym, poprzez porównanie ze wzorcem. Wzorzec rozkładu natężenia modu podstawowego 00_B uzyskiwany był poprzez generację drugiej harmonicznej w falowodzie za pomocą wiązki referencyjnej.

Wiązka referencyjna, spolaryzowana ukośnie, aby umożliwić generację drugiej harmonicznej II typu, ustawiana była współliniowo z niebieską wiązką pompującą za pomocą pary zwierciadeł. Dzięki temu uzyskiwano od razu dobre sprzęganie wiązki referencyjnej do falowodu. Precyzyjne ustawienie wzbudzenia modu zawierającego możliwie duży przyczynek modu podstawowego dokonywane było za pomoca drobnych ruchów zwierciadłem PM1. Długość fali wiązki referencyjnej była strojona w pobliżu 800 nm poprzez obrót filtra interferencyjnego IF1 (o centralnej długości fali 800 nm i szerokości połówkowej 0.6 nm), w celu maksymalizacji mocy sygnału drugiej harmonicznej generowanego w falowodzie (przy uwzględnieniu zmian mocy czerwonej wiązki pompującej podczas obrotu filtra, wynikajacej z kształtu widma światła czerwonego). Po uzyskaniu maksimum sygnału w wyniku strojenia widmowego, optymalizowane było sprzęganie wiązki referencyjnej do modów podstawowych 00_V , 00_H (również na podstawie maksymalizacji natężenia). W ten sposób uzyskiwano waskopasmową (szerokość połówkowa 0,6 nm) wiązkę referencyjną o centralnej długości fali odpowiadającej długości fali zdegenerowanego procesu $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$. Ta długość fali stanowiła długość fali odniesienia używaną do ustawienia wszystkich pozostałych elementów układu. W szczególności na tym etapie (tj. przed dokładnym ustawieniem sprzężenia wiązki niebieskiej) dokonywano dostrojenia centralnej długości fali oscylatora tytanowo-szafirowego do długości fali wiązki referencyjnej (maksymalizując moc sygnału drugiej harmonicznej generowanego w falowodzie). Następnie, maksymalizując moc sy-



Rys. 4.7: Sprzęganie wiązki niebieskiej do modu 00_B . (a) Rozkład natężenia dla modu wzorcowego uzyskanego za pomocą generacji drugiej harmonicznej; (b) rozkład natężenia niebieskiej wiązki pompującej w falowodzie. (c) Porównanie brzegowych (kumulatywnych) rozkładów natężenia w kierunkach poziomym i pionowym. Linia przerywana — rozkład wzorcowy drugiej harmonicznej, linia ciągła — rozkład dla wiązki pompującej. Jedyna obróbka danych polegała na odjęciu tła oraz znormalizowaniu obu rozkładów.

gnału drugiej harmonicznej generowanego w krysztale BBO poprzez pochylanie kryształu, ustalano długość fali niebieskiej wiązki pompującej jako równą połowie długości fali wiązki referencyjnej.

Dzięki wąskopasmowowści wiązki referencyjnej, optymalizacji jej sprzężenia do falowodu zapewniającej znaczny udział modów 00_H , 00_V oraz dużej wydajności procesu $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$ w porównaniu z innymi procesami leżącymi w zakresie $800,0 \pm 0,3$ nm, generowany przez nią w falowodzie sygnał drugiej harmonicznej był wytwarzany w praktycznie czystym modzie 00_B . Udział wyższych modów w sygnale drugiej harmonicznej szacuję na poniżej 1%, na podstawie następującego rozumowania: udział wyższych modów pól V i H szacuję półilościowo na poniżej 10%; wydajność najwydajniejszego procesu innego niż $00_V + 00_H \leftrightarrow 00_B$ w zakresie 799,4 ± 0,5 nm wynosi poniżej 10% wydajności procesu podstawowego, por. tab. 3.3. Z uzyskiwanego na matrycy CCD obrazu rozkładu natężenia odpowiadający modowi 00_B odczytywane były szerokości połówkowe skumulowanych brzegowych rozkładów natężenia w kierunkach poziomym i pionowym. Typowy zmierzony rozkład przedstawiony jest na rys. 4.7(b).

Na podstawie uzyskanych w ten sposób danych realizowana była procedura ostatecznego wprzęgnięcia niebieskiej wiązki pompującej do falowodu. Aby możliwe było dopasowanie rozmiaru przewężenia wiązki pompującej na wejściu do falowodu, konieczna była obserwacja obrazu tego przewężenia za pomocą obiektywu Obj2. Aby to umożliwić, kryształ KTP był wysuwany spomiędzy obiektywów, po czym obiektyw Obj2 był przesuwany w kierunku obiektywu Obj1, tak by uzyskać obraz przewężenia (kryterium był minimalny rozmiar obrazu obserwowanego na matrycy CCD). Rozmiar przewężenia regulowany był za pomocą teleskopu o zmiennym powiększeniu, z jednoczesną korektą wprowadzanych w wyniku zmiany powiększenia teleskopu zmian kierunku wiązki za pomocą zwierciadeł M1 i M2. Rozmiar przewężenia był dopasowywany do zmierzonego wcześniej rozmiaru modu wzorcowego. Dopasowanie szerokości rozkładu w obu kierunkach było możliwe dzięki niewielkiemu astygmatyzmowi wiązki pompującej. Podczas dopasowywania rozmiarów zaniedbywano zmianę powiększenia układu obrazującego wynikającą z przesunięcia obiektywu Obj2 o ok. 1 mm w kierunku obiektywu Obj1, ze względu na niewielką wartość tego przesunięcia w porównaniu odległością obrazu.

Po ustaleniu odpowiednich rozmiarów przewężenia, obiektyw Obj2 był odsuwany do pierwotnego położenia, a pomiędzy obiektywy ponownie wsuwany był kryształ KTP. Ostrość obrazowania płaszczyzny wyjściowej sprawdzana była przy wykorzystaniu oświetlenia światłem białym. Falowód w płaszczyźnie xy był umieszczany w położeniu, dla którego rozkład natężenie w falowodzie wzbudzany przez wiązkę niebieską był najbardziej symetryczny, tj. jakościowo najbliższy modowi podstawowemu. Dla tego położenia zasłaniano wiązkę niebieską i zapisywano parametry obrazu sygnału drugiej harmonicznej na matrycy CCD (położenie centroidy i brzegowe rozkłady natężenia). Od tego momentu kryształ KTP pozostawał nieruchomy. Ostatecznego dopasowania rozkładu modu wiązki niebieskiej wzbudzanego w falowodzie do rozkładu modu wzorcowego dokonywano za pomocą drobnych ruchów obiektywem Obj1: w kierunku z, żeby dobrać odpowiedni rozmiar, oraz w kierunkach x i y, aby zapewnić symetryczność wzbudzanego modu.

Porównanie typowych rozkładów natężenia przedstawione jest na rys. 4.7. Widoczna jest duża zgodność uzyskiwanych rozkładów. Jedyną wyraźniejszą rozbieżność stanowi "ogon" modu wiązki pompującej w kierunku pionowym. Najprawdopodobniej jest on skutkiem niewielkiej nieskompensowanej eliptyczności wiązki pompującej spowodowanej przez dryf przestrzenny w dwójłomnym krysztale BBO. Stopień przekrycia modów, obliczony jako całka przekrywania rozkładów pól elektrycznych obydwu modów wynosił dla przedstawionych danych 0,966 \pm 0,002, przy założeniu stałej fazy dla całego obszaru modów, co pozwalało na obliczenie wartości pola elektrycznego w danym punkcie siatki jako pierwiastka ze zmierzonego natężenia (w jednostkach umownych).

Czyste wzbudzanie modu podstawowego falowodu wiązało się z uzyskaniem dużej wydajności sprzęgania wiązki pompującej do falowodu. Wydajność sprzęgania wyznaczono mierząc stosunek natężenia wiązki niebieskiej bezpośrednio przed obiektywem Obj1 oraz za obiektywem Obj2 i aperturą usuwającą rozproszenia. Maksymalne uzyskiwane wartości to ok. 34%, typowo 30%. Po podzieleniu tej wartości przez natężeniowy współczynnik transmisji obiektywu Obj1 (71,9%) oraz obiektywu Obj2 (84,0%) uzyskuje się wydajność sprzęgania równą 50 – 56%. Różnica w stosunku do idealnej wartości 100% wynika z niedopasowania modów oraz ze strat fresnelowskich o wartości 9% dla każdej z granic KTP-powietrze.

Uzyskany rozkład natężenia w falowodzie charakteryzował się dobrą stabilnością. Podczas drgań stołu optycznego (spowodowanych np. przypadkowym upuszczeniem elementu) rozkład natężenia istotnie zmieniał się, natomiast po zaniku drgań powracał do stanu wyjściowego. Długoczasowo rozkład był stabilny w okresach 5–10 h. Po tego rzędu czasie konieczna była drobna korekta sprzęgania za pomocą niewielkiego ruchu obiektywem Obj1 w płaszczyźnie xy. Prawdopodobnie konieczność dokonania korekty po kilku godzinach była wynikiem dobowych wahań temperatury w laboratorium (których amplituda sięgała 2°C).

4.2.5 Źródło par fotonów

Uruchomienie źródła par fotonów poprzedzone zostało ustawieniem pozostałych elementów układu z wykorzystaniem przechodzącej przez falowód wiązki referencyjnej. Należały do nich filtr interferencyjny IF3, który był dostrajany do długości fali odpowiadającej podstawowemu pasmu funkcji dopasowania fazowego poprzez obracanie, aż do osiągnięcia maksymalnej transmisji wiązki referencyjnej.

Wiązka referencyjna była również wykorzystywana do wyjustowania sprzęgania do światłowodów wielomodowych. Oprócz wiązki referencyjnej do justowania wykorzystywano wiązkę z lasera pomocniczego wprowadzaną do światłowodu wielomodowego od tyłu. Wiązkę referencyjną pokrywano ze środkiem strumienia światła wychodzącego ze światłowodu wielomodowego wykorzystując przesuw końcówki światłowodu zamocowanej stoliku przesuwnym XYZ oraz pochylanie zwierciadła pomiędzy kostką polaryzującą PBS2 a soczewką asferyczną AL (nie zaznaczonego na rys. 4.4). W wyniku tego sposobu justowania uzyskiwano wydajność transmisji światła przez światłowód wielomodowy (z uwzględnieniem przejścia przez soczewkę kolimującą na wyjściu z falowodu) nie gorszą niż 80%, typowo 90%.

Przed uruchomieniem fotodiod lawinowych zadbano o odpowiednie osłonięcie końcówek światłowodów wielomodowych oraz ich płaszczy od światła zewnętrznego, w szczególności od rozproszeń od silnej wiązki z oscylatora femtosekundowego. Wykorzystano w tym celu odpowiednie osłony i przegrody oraz pochłaniacze wiązki. Typowy poziom ciemnych zliczeń wynosił poniżej 2000 s⁻¹ dla każdego z detektorów. Przy długości okna koincydencji 6,5 ns odpowiada to poniżej 0,026 s⁻¹ koincydencji przypadkowych pochodzących od ciemnych zliczeń.

Poniżej przedstawie podstawowa charakterystyke źródła w zakresie jego jasności i strat, rozpoczynając od podstawowego pomiaru zależności liczby zliczeń fotonów fluorescencji parametrycznej od mocy wiązki pompującej wprzegniętej do falowodu. Przez liczby zliczeń i liczby koincydencji będę rozumiał liczby zliczeń na sekundę. Do falowodu wprowadzano niebieską wiązkę pompującą w modzie możliwie bliskim 00_B . Sygnał fluorescencji parametrycznej filtrowany był przez filtr interferencyjny IF3 umieszczony przed kostka polaryzującą PBS2. Wykorzystywano filtry o szerokości połówkowej 11,0, 3,0 lub 0,8 nm (por. rys. 4.3). Filtry o szerokości 11,0 i 3,0 nm miały w przybliżeniu prostokątny profil widmowy oraz transmisję odpowiednio 59% i 75%. Filtr o szerokości połówkowej 0,8 nm miał profil w przybliżeniu gaussowski, o maksymalnej transmisji 65%. Po przejściu przez filtr składowe polaryzacyjne H i V były rozdzielane na kostce polaryzującej PBS2, wprzegane do światłowodów wielomodowych i rejestrowane za pomocą liczników pojedynczych fotonów SPCM. Rejestrowane były zliczenia pojedyncze dla obydwu ramion oraz koincydencje pomiędzy nimi. Przed rozpoczęciem właściwych pomiarów dokonano ostatecznej optymalizacji źródła, która polegała na poprawie wydajności sprzegania pompy do modu 00_B za pomocą ruchów obiektywem Obj1 (przy zachowaniu położenia i szerokości wzbudzanego modu odpowiadającej modowi wzorcowemu), optymalizacji sprzegania do światłowodów wielomodowych oraz optymalizacji kierunku polaryzacji pompy, w celu zmaksymalizowania liczby koincydencji.

Przed rozpoczęciem zbierania danych potwierdzono również, że silna wiązka pompująca jest dostatecznie odfiltrowywana, umieszczając niebieski filtr barwny przed kostką polaryzującą PBS2. Przy włączonym pompowaniu nie zaobserwowano wzrostu liczb zliczeń w porównaniu z ciemnymi zliczeniami.

Ze względu na wahania mocy wiązki pompującej (o skali czasowej rzędu kilkudziesięciu sekund), wynikające z niestabilności widma oscylatora femtosekundowego, co przekładało się na wahania mocy drugiej harmonicznej, konieczne było uśrednianie po długich czasach. Dla pomiarów przy stałej mocy pompy, przedstawionych w kolejnych rozdziałach, wykorzystywano możliwość korygowania rejestrowanych liczb zliczeń. Zmierzone liczby zliczeń były normowane do średniej mocy wiązki pompującej na podstawie mocy chwilowej (uśrednionej po 0,5 s) mierzonej za pomocą fotodiodowego miernika mocy PM mierzącego moc wiązki niebieskiej po wyjściu z falowodu. Odczytów dokonywano co 0,5 s — pozwalało to na bezpośredni pomiar statystyki umożliwiający obliczenie niepewności jako odchylenia standardowego średniej. Dzięki temu można było zrezygnować z założenia o poissonowskim charakterze wahań liczb zliczeń. Rezygnacja z założenia poissonowskiego charakteru szumu była słuszna: mierzone wartości dawały szum od 1,5 do 2 razy większy. Ponadto w sposób ciągły monitorowano rozkład natężenia modu wiązki pompującej w falowodzie,



Rys. 4.8: Zależność od mocy wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu: (a) liczb zliczeń pojedynczych fotonów o polaryzacji V (+ — punkty pomiarowe, linia ciągła — dopasowana prosta), liczb zliczeń pojedynczych fotonów o polaryzacji H (•, linia kropkowana), (b) koincydencji. Serie pomiarowe opisano pasmem wykorzystanego filtra interferencyjnego. Filtrowane widmowo były obydwa ramiona układu. Niepewności statystyczne są wyraźnie mniejsze niż rozmiar użytego symbolu.

obserwując obraz płaszczyzny wyjściowej falowodu na matrycy CCD.

Wyniki pomiarów zależności liczby pojedynczych zliczeń w obydwu ramionach oraz liczby koincydencji (na sekundę) od mocy pompy przedstawiono na rys. 4.8. Przedstawione punkty pomiarowe otrzymano uśredniając zliczenia przez 150 s; wyniki zostały skorygowane ze względu na ciemne zliczenia, koincydencje przypadkowe oraz czas martwy detektorów. Nie uwzględniono natomiast wydajności kwantowej detektorów, stąd rzeczywiste strumienie fotonów docierające do detektorów były ponad dwukrotnie większe. Z dalszych pomiarów wywnioskowano, że stosunek wydajności używanych detektorów wynosił ok. 3 : 4. Oznacza, że stosunek strumieni fotonów dla polaryzacji H i V ma odpowiednio większą wartość niż wynika z wykresu.

Zgodnie z opisem na rysunku, zebrano serie pomiarowe bez filtrowania widmowego (oprócz odfiltrowania wiązki pompującej za pomocą luster dichroicznych) oraz dla filtrowania za pomocą filtrów o wymienionych wcześniej szerokościach. Do danych dopasowywano zależność prostoliniową postaci $N = \alpha P$, gdzie N jest liczbą zliczeń a P mocą pompy. Widoczna jest zadowalająca prostoliniowość danych doświadczalnych — stosunkowo najgorsza dla filtrowania widmowego 0,8 nm. Wahania są prawdopodobnie spowodowane faktem używania filtru o szerokości widmowej porównywalnej z szerokością warunku dopasowania fazowego i mogą być spowodowane m. in. z drobnymi wahaniami temperatury filtra albo wahaniami kąta padania wiązek na filtr. Trzeba zauważyć jednak, że dla wszystkich serii pomiarowych rozbieżności od prostoliniowości są przynajmniej o rząd wielkości większe niż wynikałoby z niepewności pomiarowych obliczonych na podstawie statystyki zliczeń fotonów. Rozbieżności wykazują charakter w dużym stopniu systematyczny i wynikają prawdopodobnie z nieznajomości sprzęgania pompy do falowodu.

W tabeli 4.2 przedstawiono stosunki koincydencji do pojedynczych zliczeń w każdym z ramion układu. Stosunek pozostawał w przybliżeniu stały do pewnego natężenia wiązki pompującej, po czym zaczynał nieznacznie wzrastać (w sumie o co najwyżej 0,5 punktu procentowego). Wzrost najprawdopodobniej spowodowany był rosnącym wkładem czwórek fotonów wytwarzanych w procesie fluorescencji parametrycznej (por. rozdz. 6.4.1). W tabeli podano uśrednione wartości stosunku z zakresu mocy, dla których pozostawał on w przybliżeniu stały. Podobny poziom stosunku koincydencji do pojedynczych zliczeń dla fil-

Filtr	$\frac{N_C/N_V}{\%}$	N_C/N_H %	η_C $10^3/({ m s}$	η_C' mW nm)
brak 11 nm 3,0 nm 0,8 nm	$\begin{array}{c} 4.7 \pm 0.02 \\ 9.45 \pm 0.05 \\ 10.8 \pm 0.2 \\ 5.9 \pm 0.2 \end{array}$	$\begin{array}{c} 8,4\pm 0,03\\ 10,75\pm 0,05\\ 11,7\pm 0,2\\ 4,8\pm 0,2\end{array}$	$\begin{array}{c} -\\13\\20\\12\end{array}$	$\begin{array}{c} -\\ 200\\ 190\\ 180 \end{array}$

Tab. 4.2: Podstawowe parametry źródła: stosunki liczby koincydencji N_C do pojedynczych zliczeń w ramieniu V (N_V) oraz H (N_H) oraz wydajność generacji par: η_C — surowa; η'_C — po uwzględnieniu strat w obiektywie, filtrach oraz oszacowanej wydajności detekcji.

trów o paśmie 11,0 nm i 3,0 nm (gdzie różnice wynikają głównie z większej transmisji filtra 3,0 nm) jest zgodny z postacią łącznego widma par fotonów (por. rys. 4.2 oraz rys. 6.5), gdyż straty wprowadzane są w sposób skorelowany widmowo. Asymetria dla polaryzacji V i H wynika główne z różnych wydajności detektorów. Duży spadek wartości stosunku dla filtra o szerokości 0,8 nm wynika nie tylko z jego mniejszej transmisji szczytowej. Główną przyczyną jest szerokość filtra mniejsza od szerokości widmowej warunku dopasowania fazowego. Z tego powodu pojawia się też różnica stosunków N_C/N_H i N_C/N_V , por. rys. 6.5.

Warto zauważyć, że dla przypadku bez filtrowania widmowego wartości stosunku koincydencji do pojedynczych zliczeń są mniejsze niż w przypadku filtrowanym widmowo. Można by się spodziewać, że stosunek ten będzie miał większą wartość, gdyż unikamy strat spowodowanych niższą od 100% transmisją filtra interferencyjnego. Obserwowany spadek wartości stosunku sugeruje, że bez filtrowania widmowego obserwuje się również pewien dodatkowy, zachodzący jednocześnie z fluorescencją parametryczną, proces dający pojedyncze zliczenia fotonów. Jest to proces asymetryczny w polaryzacjach: bez filtrowania widmowego obserwuje się prawie dwukrotnie więcej fotonów H.

W tabeli 4.2 przedstawiono też wydajność generacji obserwowanych (rejestrowanych przez detektor) par w przeliczeniu na 1 mW wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu oraz na 1 nm rejestrowanego widma η_C . Podano też wydajność generacji par unormowaną poprzez podzielenie jej przez kwadraty natężeniowych współczynników transmisji użytego filtra interferencyjnego i obiektywu Obj2 oraz przez iloczyn wydajności kwantowych detektorów, oszacowanych jako 48% i 67% na podstawie specyfikacji producenta i wyników pomiarów przedstawionych w podrozdziale 4.2.5.1. Widać, że wydajności unormowane, zgodnie z oczekiwaniami, są do siebie zbliżone. Obserwowane różnice mogą być wyjaśnione różnymi kształtami profilu widmowego filtrów interferencyjnych — w szczególności dotyczy to filtra o szerokości połówkowej 0,8 nm, którego profil najbardziej odbiega od prostokatnego. Realistyczna wartość rzeczywistych liczb zliczeń możliwa do osiagniecia w praktyce, poprzez zastosowanie wysokiej jakości filtrów interferencyjnych o transmisji powyżej 97%, obiektywu mikroskopowego o wyższej transmisji (90%), luster o mniejszych stratach oraz detektorów o wydajności kwantowej 65% wynosi ok. 65000 koincydencji/(s nm mW), przy czym głównym ograniczeniem jest tu wydajność detektorów pojedynczych fotonów. Co prawda obecnie dostępne już są detektory oparte na nadprzewodnikach o wydajnościach kwantowych bliskich 100% [141], są to jednak urządzenia skomplikowane, drogie, duże, a więc trudne do użycia w praktycznych zastosowaniach. Podana wartość odnosi się do mocy pompy wprzęgniętej do falowodu; ze względu na wynoszącą ok. 50% wydajność wprzegania pompy do falowodu, w stosunku do rzeczywistej potrzebnej mocy pompy należy podane wartości wydajności zmniejszyć dwukrotnie.

Należy zwrócić uwagę, że wielkości odnoszące się do bezwzględnych wartości mocy

wiązki pompującej są najprawdopodobniej obarczone błędem systematycznym wynikającym z niepewnej kalibracji używanego miernika mocy. Błąd ten może wynosić nawet do 25% wartości mierzonej mocy.

4.2.5.1 Straty

Podany w tabeli 4.2 stosunek koincydencji do pojedynczych zliczeń pozwala na oszacowanie strat, jakich doznają fotony fluorescencji parametrycznej. Jednakże stosunek ten wyznaczony w sposób opisany w poprzednim podrozdziale nie pozwala na łatwe rozseparowanie wkładów do strat pochodzących z każdego z ramion. Aby rozdzielić te wkłady posłużono się metodą zaproponowaną po raz pierwszy przez Kłyszkę [142] a zrealizowaną doświadczalnie przez Rarity'ego [143] w latach 80. ubiegłego wieku.

Metoda polega na zgromadzeniu strat w jednym z ramion układu — ramieniu wyzwalającym, przy jednoczesnej minimalizacji strat w ramieniu sygnałowym, tak by wartość większości strat w ramieniu sygnałowym była znana. Przyjmijmy liczbę par fotonów wytwarzanych w falowodzie jako N_0 , całkowitą transmisję dla fotonów sygnałowych jako T_S , dla fotonów wyzwalających jako T_T , a wydajności używanych detektorów jako η_1 i η_2 . Wtedy liczby zliczeń obserwowane na detektorach 1 i 2, odpowiednio w ramieniu sygnałowym N_S oraz wyzwalającym N_T , dane są przez:

$$N_S = T_S \eta_1 N_0, \qquad N_T = T_T \eta_2 N_0,$$
(4.1)

gdzie założono, że detektor nr 1 został umieszczony w ramieniu sygnałowym. Liczba koincydencji będzie dana przez:

$$N_C = T_S T_T \eta_1 \eta_2 N_0. \tag{4.2}$$

Z powyższych wyrażeń łatwo wyznaczyć wartość transmisji w ramieniu sygnałowym, eliminując nieznaną transmisję w ramieniu wyzwalającym oraz nieznaną pierwotną liczbę par fotonów N_0 :

$$T_S = \frac{N_C}{\eta_1 N_T} \tag{4.3}$$

Wykorzystując równanie (4.3) możliwe jest, na podstawie pomiarów odpowiednich liczb zliczeń, wyznaczenie natężeniowego współczynnika transmisji dla fotonów sygnałowych. Tutaj wyniki pomiarów wykorzystane zostaną do oszacowania strat doznawanych przez fotony sygnałowe przy wyprzęganiu z falowodu oraz wewnątrz falowodu, które oznaczymy przez ϵ . Będzie to wymagało wyznaczenia transmisji pozostałych elementów na drodze fotonu sygnałowego oraz oszacowania wydajności detektora pojedynczych fotonów.

Aby wprowadzić asymetrię strat pomiędzy obydwoma ramionami układu dokonano modyfikacji układu zbierania i zliczania fotonów. W ramieniu wyzwalającym światłowód wielomodowy zastąpiono jednomodowym, tak by mieć pewność, że partner każdego fotonu, który został wprzęgnięty do światłowodu jednomodowego dozna tylko znanych strat, które potrafimy oszacować oraz tych, które chcemy wyznaczyć. Z tego samego powodu przeniesiono filtr interferencyjny sprzed kostki PBS2 do ramienia T; użyto filtru o szerokości połówkowej 0,8 nm. Dodatkowo wykorzystywano płytkę półfalową umieszczoną przed kostką polaryzującą PBS2 by móc zamienić rolami fotony H i V, dzięki czemu możliwe było wyznaczenie współczynników transmisji T_S niezależnie dla obydwu polaryzacji.

Dla kilku wartości mocy wiązki pompującej zbierano liczby pojedynczych zliczeń oraz koincydencji, w czasie 240 s. Ze względu na wprowadzoną asymetrię strat liczby zliczeń w ramieniu wyzwalającym były o ponad dwa rzędy wielkości mniejsze niż w ramieniu sygnałowym, w którym straty ograniczono do minimum. W tabeli 4.3 zebrano uzyskane wartości N_C/N_T dla obydwu polaryzacji, po skorygowaniu ze względu na ciemne zliczenia i koincydencje przypadkowe. Podano wartości uśrednione z wyników uzyskanych dla różnych

		Polaryzacja ${\cal H}$	Polaryzacja ${\cal V}$
$\frac{N_C}{N_T}$	detektor 1 detektor 2	$\begin{array}{c} 17,3\pm 0,1\% \\ 24,3\pm 0,4\% \end{array}$	$\begin{array}{c} 17.6 \pm 0.1\% \\ 24.7 \pm 0.4\% \end{array}$
η_2/η_1		$1{,}40\pm0{,}02$	$1,\!40\pm0,\!02$

Tab. 4.3: Stosunki koincydencji do pojedynczych zliczeń w ramieniu wyzwalającym dla polaryzacji H i V fotonów sygnałowych oraz dla detektorów 1 lub 2 w ramieniu sygnałowym. η_2/η_1 — stosunek wydajności detektorów.

Źródło strat	T (%)
Odbicie fresnelowskie na granicy KTP-powietrze	$92,3\pm0,1$
Obiektyw Obj2	$76,3\pm0,2$
Lustra, $\lambda/2$ i PBS2	77 ± 3
Wprzęganie do światłowodu wielomodowego	88 ± 3
Całkowita transmisja $T_{\rm tot} = \prod_i T_i$	48 ± 3

Tab. 4.4: Natężeniowe współczynniki transmisji elementów na drodze fotonów sygnałowych, wraz z całkowitą transmisją $T_{\rm tot}$.

mocy pompy. Jak widać wartości uzyskane dla obydwu polaryzacji są ze sobą zgodne w granicach niepewności pomiarowych.

Zgodnie z równaniem 4.3 wartości N_C/N_T są iloczynami transmisji T_S oraz wydajności detektora η_1 . Aby oszacować wydajności używanych detektorów pojedynczych fotonów wykonano również pomiary z zamienionym detektorami. Zamiany dokonano przełączając końcówki światłowodów pomiędzy umieszczonymi blisko siebie detektorami. Ze stosunku wielkości N_C/N_T dla obydwu konfiguracji detektorów możliwe jest wyznaczenie stosunku wydajności detektorów η_2/η_1 , podanego w tabeli. Stosunek ten jest nadspodziewanie duży — ma wartość 1,40. W związku z tym jako wydajności detektorów przyjęto wartości możliwie bliskie skrajnym specyfikacjom podanym przez producenta (por. tab. 4.1): $\eta_1 = 48\%, \eta_2 = 67\%$.

Przy założeniu takich wydajności detektorów można zgodnie z równaniem (4.3) wyznaczyć transmisję T_S jako $36 \pm 4\%$, gdzie duża niepewność wynika z przyjętej jako $\pm 5\%$ niepewności wydajności detektora. W tabeli 4.4 zebrano zmierzone za pomocą makroskopowej wiązki referencyjnej transmisje poszczególnych elementów na drodze fotonów sygnałowych. Uwzględniono też odbicie fresnelowskie na granicy KTP-powietrze. Jak wynika z tabeli straty pochodzące ze znanych źródeł mają wartość $52 \pm 3\%$. Z wartości tych strat oraz wartości T_S uzyskujemy wartość nieprzypisanych strat $\epsilon = 25 \pm 4\%$. Uzyskana wartość wskazuje na istnienie dodatkowego istotnego źródła strat w układzie, najprawdopodobniej w falowodzie oraz podczas wyprzęgania światła z niego. Prawdopodobnymi przyczynami mogą być rozproszenia na krawędziach, niejednorodnościach i/lub uszkodzeniach powierzchni falowodu i/lub na niejednorodnościach struktury periodycznej inwersji domen nieliniowych w falowodzie.

Innym możliwym wyjaśnieniem różnicy pomiędzy wartością znanych strat a rzeczywistymi obserwowanymi stratami jest obecność innego oprócz fluorescencji parametrycznej procesu generującego fotony w zakresie widmowym rejestrowanym w ramieniu wyzwalającym. Procesem tym może być zwykła fluorescencja, o której obecności w falowodach PPKTP donoszono już w literaturze [38,144]. Proces taki zwiększałby liczbę pojedynczych zliczeń, nie zwiększając liczby koincydencji. Prowadziłoby to do pozornego wzrostu strat podczas opracowywania danych pomiarowych z założeniem, że mamy do czynienia wyłącznie z fluorescencją parametryczną. Na obecność takiego procesu wskazuje porównanie podanych w tabeli 4.2 stosunków koincydencji do pojedynczych zliczeń uzyskanych z filtrowaniem oraz bez filtrowania widmowego. Ponadto dla pionowej (niewłaściwej) polaryzacji niebieskiej wiązki pompującej obserwowano zanik koincydencji, przy zachowaniu znacznej liczby pojedynczych zliczeń, na poziomie 50% liczby pojedynczych zliczeń fotonów Hdla właściwej polaryzacji pompy oraz 30% dla fotonów V. Ta obserwacja też pośrednio wskazuje na obecność innego niż fluorescencja parametryczna II typu źródła pojedynczych zliczeń.

Wyznaczenie podanych w tym podrozdziale strat nie było podstawowym celem tej pracy, stąd wyniki są z dużymi niepewnościami. Poziom strat oraz ich pochodzenie nie są dobrze przedyskutowane w literaturze dla źródeł opartych na falowodach PPKTP i wymagają dalszego, dokładniejszego zbadania.

Układ opisany w tym podrozdziale można traktować jako układ sygnalizowanych pojedynczych fotonów. Używając detektora nr 2 w ramieniu sygnałowym uzyskuje się, zgodnie z danymi w tabeli 4.3 wydajność sygnalizowania zliczeń pojedynczych fotonów bliską 25%. Przekłada się to na wydajność sygnalizowania obecności fotonu przed detekcją równą 36%. Ograniczenie strat w układzie poprzez użycie lepszych luster i obiektywu Obj2 o większej transmisji pozwoliłoby zwiększyć tą wydajność do 40%.

By omawiany układ był uznany za źródło pojedynczych fotonów musi zostać zweryfikowane, że rzeczywiście wytwarzamy pojedyncze fotony, poprzez pomiar funkcji korelacji drugiego rzędu. Pomiar ten wykraczał poza zakres tej pracy. Jednak wyniki innych grup badawczych pokazują, że realizacja źródła sygnalizowanych pojedynczych fotonów opartego na falowodzie PPKTP jest możliwa [38,136,144].

4.2.5.2 Prawdopodobieństwo generacji pary

Na podstawie równań (4.1) oraz (4.3) można wyznaczyć całkowitą liczbę generowanych par fotonów N_0 jako:

$$N_0 = N_S N_T / N_C. \tag{4.4}$$

W konfiguracji opisanej w poprzednim podrozdziale, gdzie foton sygnałowy nie podlega filtrowaniu widmowemu, z powyższego równania otrzymalibyśmy całkowitą liczbę par fotonów wytwarzanych w szerokim zakresie spektralnym. Ponieważ interesującą nas wielkością (m. in. w rozdziale 6) będzie całkowita liczba fotonów wytwarzana w ograniczonym zakresie spektralnym, do jej obliczenia wykorzystamy dane z pomiarów, w których oba fotony były filtrowane widmowo w jednakowym stopniu, tj. dane przedstawione na rys. 4.8. Po podzieleniu całkowitej liczny fotonów generowanych na sekundę przez częstość repetycji lase-



Rys. 4.9: Zależność prawdopodobieństwa generacji pary przez impuls wiązki pompującej w zależności od mocy pompy dla oznaczonych zakresów spektralnych. • — wartości obliczone bezpośrednio z liczb zliczeń; • — wartości oszacowane na podstawie liczb koincydencji i transmisji układu.

ra pompującego (78 MHz) uzyskujemy prawdopodobieństwo generacji pary fotonów przez pojedynczy impuls laserowy. Obliczone wartości prawdopodobieństwa przedstawiono na rys. 4.9. Pokazano tylko wyniki dla filtrów widmowych o paśmie 3,0 oraz 11,0 nm. Nie pokazano wyników dla filtra 0,8 nm, gdyż ma on pasmo mniejsze niż szerokość widmowa warunku dopasowania fazowego. Powoduje to automatycznie niemożliwość osiągnięcia

100% stosunku koincydencji do pojedynczych zliczeń (por. rys. 6.5). Czyni to stosowaną tutaj analizę, opartą efektywnie na stosunku koincydencji do pojedynczych zliczeń, analizą bezprzedmiotową. Przypadek filtru 0,8 nm omówiony zostanie w rozdz. 6.4.1. Dla filtrów o szerokościach 3,0 oraz 11,0 nm straty związane z różnym widmem fotonów zliczanych pojedynczo i fotonów zliczanych w koincydencjach są znacznie mniejsze, stąd możemy użyć równania (4.4).

Przedstawione wartości zostały uzyskane przy założeniu, że wszystkie pojedyncze zliczenia pochodzą z fluorescencji parametrycznej. Ponieważ prawdopodobne jest, że część pojedynczych zliczeń pochodzi z innego procesu, przedstawiono też wartości wyznaczone przy założeniu, że straty w układzie detekcji mają wartość strat zmierzonych bezpośrednio. Straty te wyznaczono na podstawie transmisji poszczególnych elementów układu podanych w tab. (4.4) oraz transmisji filtra interferencyjnego. Liczby zliczeń N_T^{SPDC} i N_S^{SPDC} pochodzące z pewnością z fluorescencji parametrycznej wyznaczono na podstawie wyznaczonych w ten sposób strat oraz liczby koincydencji z równania (4.3) (oraz symetrycznego równania dla N_S). Wykorzystując te wartości całkowitą liczbę par fotonów można na podstawie równania (4.4) zapisać jako:

$$N_0^{\text{SPDC}} = \frac{N_C}{T_S T_T \eta_1 \eta_2}.$$
(4.5)

Obliczone na podstawie tej prawdopodobieństwa generacji pary na impuls przedstawione są na rys. 4.9. Przedstawiono tylko wyniki dla filtrów o szerokościach 3,0 oraz 11,0 nm. Wyznaczone liczby pojedynczych zliczeń $N_T^{\rm SPDC}$ oraz $N_S^{\rm SPDC}$ stanowiły 50 – 70% wartości zmierzonych N_T i N_S . Na ich podstawie uzyskiwano prawdopodobieństwa ok. 2 do 3-krotnie mniejsze niż obliczone bezpośrednio ze zmierzonych liczb zliczeń.

Ponieważ zmierzone bezpośrednio wartości transmisji nie uwzględniają wszystkich strat, prawdopodobieństwa oszacowane na ich podstawie jest zaniżone. Należy je traktować jako dolne ograniczenie na rzeczywiste prawdopodobieństwo generacji pary fotonów, podobnie jak prawdopodobieństwo obliczone bezpośrednio z liczb pojedynczych zliczeń należy traktować jako ograniczenie górne. Rzeczywiste prawdopodobieństwo leży pomiędzy tymi dwiema wartościami. Ze względu na graniczny charakter tych wielkości na rysunku nie podano niepewności pomiarowych.

4.3 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono konstrukcję i charakterystykę źródła par fotonów fluorescencji parametrycznej II typu opartego na wielomodowym falowodzie PPKTP. Zademonstrowano metodę selektywnego sprzęgania wiązki pompującej do falowodu. Pokazano, że wydajność źródła, po uwzględnieniu długości ośrodka nieliniowego, jest zbliżona do innych opublikowanych wydajności źródeł tego typu [59]. Dokonano analizy strat w układzie źródła par fotonów. Przeprowadzona analiza wskazuje na prawdopodobną obecność dodatkowego procesu obok fluorescencji parametrycznej, generującego promieniowanie w obserwowanym zakresie spektralnym.

Rozdział 5

Pomiary jakości wiązki

W rozdziale tym przedstawione zostaną wyniki potwierdzające skuteczność zaproponowanego mechanizmu generacji par fotonów w modach podstawowych. W tym celu przeprowadzono bezpośrednie pomiary jakości wiązek generowanych par fotonów, metodą pomiaru parametru M^2 . Najważniejsze uzyskane wyniki zostały opublikowane w czasopiśmie Optics Letters [71].

5.1 Metoda i układ doświadczalny

Aby wyznaczyć stopień wielomodowości wytwarzanych wiązek pojedynczych fotonów zdecydowano się na pomiar parametru jakości wiązki M^2 . Parametr ten jest stosunkiem kąta rozbieżności rzeczywistej wiązki światła do kąta rozbieżności idealnej wiązki gaussowskiej o tej samej średnicy przewężenia. W sposób oczywisty wynika z tego, że idealnej wiązce gaussowskiej odpowiada $M^2 = 1$, a wiązkom z udziałem wyższych modów $M^2 > 1$.

Parametr M^2 wyznacza się na podstawie pomiaru zależności szerokości wiązki od położenia wzdłuż kierunku propagacji z. Szerokości wiązki określa się na podstawie drugiego momentu poprzecznego rozkładu natężenia światła [145, 146], dla dwóch prostopadłych kierunków, danego wyrażeniem

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dx \, dy \, (x - x_0)^2 I(x, y)}{\int_{-\infty}^{\infty} dx \, dy \, I(x, y)},\tag{5.1}$$

gdzie x_0 jest położeniem "środka masy" wiązki w kierunku x:

$$x_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dx \, dy \, x I(x,y)}{\int_{-\infty}^{\infty} dx \, dy \, I(x,y)}.$$
(5.2)

Wartość σ_y (dla prostopadłego kierunku) wyraża się analogicznie. W ogólności wyznaczenie wartości drugich momentów rozkładu natężenia wymaga zmierzenia pełnego dwuwymiarowego rozkładu natężenia w kierunkach poprzecznych. Jednakże dla wiązek o wyróżnionych kierunkach zgodnych z używanym układem odniesienia (z którymi ze względu na geometrię falowodu będziemy mieli tu do czynienia) można wyrazić parametr σ_x^2 (σ_y^2) za pomocą natężenia brzegowego $I_X(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dy I(x,y)$:

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x \, (x - x_0)^2 I_X(x)}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x \, I_X(x)},\tag{5.3}$$

gdzie x_0 także analogicznie wyraża się przez natężenie brzegowe.

Szerokość wiązki W definiuje się jako $W = 2\sigma$ — w szczególności dla idealnej wiązki gaussowskiej szerokość ta odpowiada standardowo przyjętej szerokości wiązki gaussowskiej



Rys. 5.1: Schemat układu doświadczalnego do pomiaru parametru M^2 . Elementy układu do kostki polaryzującej PBS2, wraz z ramieniem wyzwalającym T są jednakowe jak w układzie przedstawionym na rys. 4.4. W ramieniu sygnałowym S umieszczono soczewkę L1 wytwarzająca przewężenie wiązki wykorzystywane do pomiaru M^2 za pomocą ostrza wsuwanego w poprzek wiązki.

w. Ewolucja tak zdefiniowanej szerokości wiązki podczas propagacji w próżni wzdłuż osi z dana jest dla dowolnego poprzecznego rozkładu natężenia równaniem [146]:

$$W_i^2(z) = W_{i0}^2 + M_i^4 \left(\frac{\lambda}{\pi W_{i0}}\right)^2 (z - z_{i0})^2, \quad i = x, y, \qquad (5.4)$$

gdzie z_{i0} jest położeniem przewężenia wiązki w danym kierunku poprzecznym o szerokości W_{i0} . Parametrem tego równania jest poszukiwany parametr jakości wiązki M^2 . Dla $M^2 = 1$ równanie sprowadza się do równania opisującego propagację wiązki gaussowskiej.

Dla wiązek o makroskopowych natężeniach do pomiaru parametru M^2 typowo wykorzystuje się rozkłady natężenia zmierzone bezpośrednio za pomoca matrycy CCD. Dla wiązek o bardzo małych natężeniach można wykorzystać kamery z czułością pojedynczych fotonów typu ICCD (Intensified CCD) lub EMCCD (Electron Multiplying CCD) [70]. Jednakże rozważany tutaj schemat wytwarzania fotonów w czystym modzie poprzecznym jest schematem warunkowym: czyste poprzecznie są tylko fotony zarejestrowane w koincydencji z fotonem wyzwalającym, przy czym wymagane jest okno koincydencji o szerokości nanosekundowej (por. tab. 4.1). Ponieważ wykorzystanie kamer ICCD / EMCCD było niemożliwe ze względu na ich zbyt małą szybkość, zdecydowano się na zastosowanie rzadko już wykorzystywanej dla wiazek makroskopowych metody ostrzowej. Dla każdego z położeń wzdłuż osi z wiązkę stopniowo zasłaniano wsuwanym poprzecznie ostrzem noża, jednocześnie rejestrując natężenie przechodzącego światła. W ten sposób dokonywano pomiaru zależności liczby zliczeń fotonów od położenia x ostrza noża wsuwanego w poprzek wiazki. Na podstawie zebranej w ten sposób zależności możliwe było obliczenie szerokości wiązki w sposób opisany poniżej. Wybór położeń wzdłuż osi z właściwych do wiarygodnego pomiaru parametru M^2 określa norma [145]. Zgodnie z normą, w celu wyznaczenia parametru M^2 wiazki światła należy dokonać pomiaru szerokości wiazki w przynajmniej 5 punktach znajdujących się wewnatrz zasiegu Rayleigha wiązki oraz w przynajmniej pięciu punktach położonych poza dwukrotnością zasięgu Rayleigha.

W celu dokonania pomiarów parametru M^2 zmodyfikowano opisany w poprzednich podrozdziałach układ źródła uzupełniając go o dodatkowe elementy (rys. 5.1). Ramię T było nadal traktowane jako ramię wyzwalające, natomiast w ramieniu sygnałowym S dokonywany był pomiar parametru M^2 fotonów sygnalizowanych. Filtr interferencyjny IF3 o szerokości połówkowej 11 nm był umieszczony wyłącznie w ramieniu T — fotony sygnalizowane S nie podlegały żadnemu filtrowaniu widmowemu. Możliwe było również przeniesienie filtra interferencyjnego przed kostkę polaryzującą PBS2, tak by filtrować obie składowe polaryzacyjne (tj. oba fotony pary). Przed kostką polaryzującą umieszczona była również płytka półfalowa, umożliwiająca zamianę ról pomiędzy fotonami pary, tzn. pomiar parametru M^2 zarówno dla fotonów H oraz V.

W ramieniu wyzwalającym wiązka była ogniskowana za pomocą soczewki asferycznej i kierowana za pomocą światłowodu jednomodowego do detektora SPCM — analogicznie jak dla pomiarów jasności źródła opisanych w podrozdziale 4.2.2. Aby zmierzyć parametr M^2 wiązki w ramieniu S wytworzono dodatkowe przewężenie ogniskując wiązkę za pomocą soczewki L1 o ogniskowej 150 mm. Średnica uzyskanego w ten sposób przewężenia wynosiła $2W \approx 100 \ \mu\text{m}$, co odpowiada zasięgowi Rayleigha z_R ok. 10 mm dla wiązki gaussowskiej. Za przewężeniem wiązka była ponownie kolimowana, za pomocą kolejnej soczewki o ogniskowej 150 mm, po czym sprzęgana do światłowodu wielomodowego i kierowana do detektora, analogicznie jak w ramieniu T. Układ koincydencyjny pozostał niezmieniony w stosunku do poprzednich pomiarów. Na odcinku pomiędzy soczewkami ogniskującą i kolimującą wzdłuż wiązki umieszczona była szyna, wzdłuż której przesuwany był moduł umożliwiający wsuwanie ostrza noża w wiązkę, w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji. Ostrze zamontowane było na stoliku przesuwnym sterowanym silnikiem krokowym (z krokiem przesuwu 2 µm). Ostrze wraz ze stolikiem przesuwnym zamocowane było w sposób umożliwiający wsuwanie go w wiązke zarówno w kierunku pionowym (x)jak i poziomym (y).

5.2 Wyniki pomiarów i dyskusja

Podstawową serię pomiarów przeprowadzono dla fotonów sygnalizowanych nie podlegających żadnemu filtrowaniu: filtrowanie widmowe zachodziło wyłącznie w ramieniu wyzwalającym (T). Przed rozpoczęciem pomiarów, korzystając z wiązki referencyjnej i matrycy CCD, ustalono orientacyjne położenie przewężenia za soczewką L1 w ramieniu S oraz upewniono się, że wyższe mody poprzeczne falowodu sprzęgają się wydajnie do światłowodów wielomodowych w obydwu ramionach.

Pomiarów dokonywano wykorzystując niebieską wiązkę pompującą o mocy 50 μ W wprzęgniętej do falowodu. Rejestrowano ok. 80 000 zliczeń w ramieniu wyzwalającym, ok. $5 \cdot 10^5$ zliczeń w ramieniu sygnałowym oraz ok. 12 000 koincydencji.

Pomiar polegał na umieszczeniu ostrza zamocowanego na stoliku przesuwnym w wybranym punkcie z wzdłuż wiązki i stopniowym wsuwaniu ostrza poprzecznie w wiązkę, co powodowało jej zasłonięcie. Dla każdego położenia ostrza rejestrowano liczbę koincydencji i liczbę pojedynczych zliczeń w ramieniu S przez 20 s. Używano opisanej w rozdziale 4.2.5 korekcji liczby zliczeń względem fluktuacji natężenia pompy. Położenia ostrza wybierano tak, by wyznaczyć wiarygodnie zarówno minimalne jak i maksymalne liczby zliczeń, a także odpowiednio gęsto próbkować spadek liczby zliczeń podczas zasłaniania wiązki. Punkty pomiarowe wzdłuż kierunku z wybrano tak, by przynajmniej 5 punktów znajdowało się wewnątrz zasięgu Rayleigha wiązki, a dalsze 5 poza dwukrotnością zasięgu Rayleigha. Pomiary przeprowadzono dla wiązek H i V (wybierając daną wiązkę za pomocą płytki półfalowej umieszczonej przed kostką polaryzującą), dla kierunku poziomego i pionowego względem stołu optycznego. W trakcie pomiarów stale monitorowano na matrycy CCD rozkład natężenia wiązki pompującej w falowodzie.

Na podstawie uzyskanych z pojedynczego skanu ostrza w poprzek wiązki danych na temat zależności liczby koincydencji lub pojedynczych zliczeń od położenia poprzecznego (odpowiednio $N_C(x)$, $N_S(y)$ oraz $N_C(y)$, $N_S(y)$) dokonywano estymacji szerokości wiązki W. Mierzone wartości liczb zliczeń N są powiązane z dwuwymiarowym rozkładem natężenia I(x,y) zależnością:

$$N(x) \propto \int_{-\infty}^{x} \mathrm{d}x' \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}y' I(x',y') = \int_{-\infty}^{x} \mathrm{d}x' I_X(x'), \qquad (5.5)$$

gdzie dla ustalenia uwagi przyjęto kierunek przesuwu ostrza wzdłuż osi x, $I_X(x)$ jest brzegowym rozkład natężenia w kierunku x. Zgodnie z równaniem (5.3) można na podstawie znajomości natężenia brzegowego $I_x(x)$ wyznaczyć szerokość wiązki w danym kierunku, odpowiednio W_x lub W_y .

Przed rozpoczęciem analizy danych pomiarowych od danych dla pojedynczych zliczeń odejmowano zmierzony dla wiązki całkowicie zasłoniętej przez ostrze poziom ciemnych zliczeń, a dla koincydencji odejmowano obliczony na podstawie pojedynczych liczb zliczeń oraz długości okna koincydencji poziom koincydencji przypadkowych.

Zagadnienie znalezienia $I_X(x)$ bądź pochodnych wartości x_0 i σ_x na podstawie znajomości zmierzonych wartości N(x) jest analogiczne do znalezienia na podstawie znajomości dystrybuanty postaci rozkładu prawdopodobieństwa oraz wartości jego pierwszego i drugiego momentu. Dokonując całkowania przez części definicji σ_x i x_0 , wielkości te można analitycznie wyrazić przez odpowiednie całki z N(x). Niestety wartości uzyskane tą metodą były bardzo podatne na szum obecny w mierzonych wartościach N(x). Użycie tej metody skutkowało kumulacją niepewności pomiarowych pochodzących od każdego punktu pomiarowego. Dla koincydencji, dla których szum wynikający ze statystycznego rozkładu liczby zliczeń fotonów odgrywał istotną rolę, powodowało to częste uzyskiwanie absurdalnych wartości σ_x i x_0 .

W związku z tym zdecydowano się na sposób wyznaczania wielkości x_0 oraz σ_x wykorzystujący model fizyczny zjawiska. Rozkład natężenia brzegowego $I_x(x)$ estymowano poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów odpowiedniej funkcji do zmierzonych zależności N(x)/N(y), co pozwalało na zredukowanie wpływu szumu liczb zliczeń. Najodpowiedniejsze byłoby tu użycie funkcji o postaci odpowiadającej funkcjom modowym falowodu PPKTP. Nie mają one jednak postaci analitycznej. Zbliżoną postać mają analityczne funkcje modowe dla falowodu planarnego o eksponencjalnym profilu współczynnika załamania [129]. Wyrażają się one jednak przez funkcje Bessela od argumentu będącego funkcją eksponencjalną. Wg mojej najlepszej wiedzy wyznaczenie analityczne całek postaci (5.5) dla tych funkcji jest niemożliwe.

W związku z powyższym zdecydowano się na wykorzystanie jako zestawu funkcji dopasowania zbioru funkcji opartych na funkcjach modowych Gaussa-Hermite'a. Funkcje te miały postać:

$$f_n(x) = \sum_{0}^{n} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x' \, a_n H_n^2\left(\frac{\sqrt{2}(x-x_{0,n})}{W_n^2}\right) \mathrm{e}^{-2(x'-x_{0,n})^2/u_n^2},\tag{5.6}$$

gdzie przez H(x) oznaczono wielomiany Hermite'a, a przez a_n , $x_{0,n}$, u_n — parametry dopasowania. Funkcje modowe Gaussa-Hermite'a opisują dobrze rozkłady natężenia wytwarzane przez struktury symetryczne. Wtedy wartości parametrów $x_{0,n}$ i u_n są jednakowe dla wszystkich członów sumy (nie zależą od n). Aby uwzględnić asymetrię funkcji modowych falowodu PPKTP (por. rys. 2.4) pozwolono na dopasowywanie wartości parametrów $x_{0,n}$ i u_n niezależnie dla każdego członu sumy. Umożliwiło to uzyskanie potrzebnej asymetrii funkcji $f_n(x)$.

Całki z iloczynów wielomianów Hermite'a i funkcji gaussowskich można łatwo (przez całkowanie przez części) wyrazić za pomocą prostych funkcji analitycznych oraz funkcji błędu $\operatorname{erf}(x)$. W szczególności funkcja $f_0(x)$ dana jest bezpośrednio przez funkcję błędu:

$$f_0(x) = a_0 \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x - x_{0,0})}{u_0}\right).$$
(5.7)

Ponieważ funkcja błędu jest całką postaci (5.5) z funkcji gaussowskiej: $\operatorname{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_{-\infty}^{x} dx' \exp(-x'^2)$, funkcja ta będzie dobrze opisywać dane uzyskane dla gaussowskiego rozkładu natężenia.



Rys. 5.2: Przykładowe zależności liczby koincydencji (•) oraz pojedynczych zliczeń (•) od położenia ostrza noża. (a) Dane uzyskane dla niebieskiej wiązki pompującej w modzie podstawowym, wraz z dopasowaną funkcją $f_0(x)$ do liczby koincydencji (linia ciągła) oraz funkcją $f_2(x)$ do pojedynczych zliczeń (linia przerywana). (b) Dane dla wiązki pompującej niebędącej w modzie podstawowym, wraz z dopasowanymi funkcjami $f_4(x)$. Aby ułatwić porównywanie rozkładów dla koincydencji i pojedynczych zliczeń, ich wartości unormowano do przedziału [0,1]. Dla koincydencji zaznaczono słupki błędów. Dla pojedynczych zliczeń niepewności są mniejsze niż rozmiar użytego symbolu.

Procedura wyznaczania szerokości wiązki z wykorzystaniem funkcji $f_n(x)$ przedstawiała się następująco. Dopasowywanie rozpoczynano zawsze od funkcji o najprostszej postaci, tj. od $f_0(x)$. Po dokonaniu dopasowania sprawdzano jego jakość, w szczególności sprawdzano czy wartość rezyduów dopasowania funkcji jest porównywalna z wartościami niepewności pomiarowych dla poszczególnych punktów. Oceniano również losowość rozkładu rezyduów. Jeśli uznano dopasowanie za zadowalające, jako szerokość wiązki przyjmowano parametr u_0 dopasowanej funkcji.

W przypadku braku zadowalającego dopasowania dopasowywano kolejne funkcje f_n , zwiększając n, aż do uzyskania dobrego dopasowania, o losowo rozłożonych rezyduach, o wartościach porównywalnych z niepewnościami pomiarowymi dla odpowiednich punktów pomiarowych. Tak uzyskane dopasowanie różniczkowano uzyskując estymatę brzegowego rozkładu natężenia $I_X(x)$. Na podstawie tej estymaty numerycznie obliczano całki (5.3) potrzebne do wyznaczenia szerokości wiązki.

Niepewności szerokości wiązki otrzymywano metodą Monte-Carlo, zaburzając gaussowsko zmierzone liczby zliczeń i kilkusetkrotnie powtarzając rekonstrukcję szerokości wiązki.

Wykonano pomiary szerokości wiązek w kierunku pionowym (x) i poziomym (y) zarówno dla fotonów H jak i V, dla niebieskiej wiązki pompującej w modzie bliskim podstawowemu. Rejestrowano zarówno fotony sygnalizowane (koincydencje), jak i pojedyncze zliczenia, odpowiadające rejestracji próbki wszystkich fotonów w ramieniu sygnałowym. Ponadto dokonano pomiarów z wiązką pompującą wprzęgniętą do wyższych modów falowodu (wzbudzonych w kierunku pionowym). W tym przypadku wykonano tylko pomiary szerokości wiązki w kierunku pionowym.

Dla większości pomiarów w koincydencjach przeprowadzonych z wiązką pompującą wprzęgniętą do modu podstawowego falowodu otrzymywano dane, które dobrze dopasowywane były funkcją $f_0(x)$, a więc pochodzące z bliskiego gaussowskiemu rozkładu natężenia. Dopasowania dla pojedynczych zliczeń wymagały użycia wyższych funkcji $f_n(x)$, gdyż ze względu na brak filtrowania widmowego w ramieniu sygnałowym rejestrowane były również istotne przyczynki od wyższych modów. Użycie wyższych funkcji $f_n(x)$ było również konieczne dla pomiarów przeprowadzonych z wielomodową wiązką pompującą.



Rys. 5.3: Zmierzone zależności $W_i(z)$ dla koincydencji (•) oraz pojedynczych zliczeń (•), dla jednomodowej wiązki pompującej, wraz z dopasowanymi krzywymi postaci (5.4). Krzyżykami oraz linią kropkowaną zaznaczono dane zmierzone przy niejednomodowym wprzęganiu wiązki pompującej, wraz z dopasowaną krzywą propagacji. Wartości parametrów M^2 wynikające z dopasowania podano w tabeli 5.1. Słupki błędów, o ile nie zaznaczono inaczej, mają rozmiar porównywalny z rozmiarem użytego symbolu.

Przykładowe zmierzone zależności $N_C(x)$ oraz $N_S(x)$ wraz z dopasowanymi odpowiednimi funkcjami $f_n(x)$ przedstawiono na rysunku 5.2. Rysunek 5.2(a) przedstawia zależność dla wiązki pompującej w modzie podstawowym, dla której rozkład liczby koincydencji dobrze opisywany jest funkcją $f_0(x)$. Na rysunku (b) przedstawiono zależności uzyskane dla wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu jako superpozycja kilku modów przestrzennych. Widoczna jest wyraźna wielomodowość rozkładu natężenia.

Po wyznaczeniu wystarczającej liczby wartości W(z), do danych dopasowywano krzywą opisaną równaniem (5.4). Z parametrów dopasowania odczytywano wartość parametru M^2 oraz niepewność pomiaru. Zmierzone zależności dla obu polaryzacji wiązek i obu kierunków przedstawione są na rys. 5.3, a uzyskane wartości parametru M^2 w tabeli 5.1. Jak widać, zmierzone wartości dla fotonów sygnalizowanych (koincydencji) są bliskie idealnej wartości 1, co potwierdza, że wiązki są w znacznym stopniu jednomodowe. W kierunku poziomym, ze względu na symetrię falowodu oczekiwana idealna wartość M^2 jest bardzo bliska jedności. W kierunku pionowym spodziewana jest wartość M^2 nieznacznie wyższa od 1 ze względu na asymetrię modu podstawowego falowodu w tym kierunku (por. rys. 6.4). Uzyskane wyniki są zgodne z tymi oczekiwaniami, przy czym bliższe idealnym wartościom są wyniki dla polaryzacji V. Wynik ten jest zgodne ze strukturą warunku dopasowania fazowego przedstawioną na rys. 4.3 — funkcje dopasowania fazowego zawierające wyższe mody o polaryzacji H przekrywają się bardziej z obserwowanym zakresem widmowym niż funkcje zawierające wyższe mody o polaryzacji V, szczególnie dla modu 10_V wzbudzonego w kierunku poziomym.

Dla polaryzacji H dokonano dodatkowych pomiarów, z filtrowaniem widmowym w obydwu ramionach. Uzyskano nieznaczne obniżenie wartości M^2 , prawdopodobnie spowodowane dokładniejszym wprzęgnięciem wiązki pompującej do modu podstawowego.

Dla obydwu polaryzacji widoczna jest znacznie większa wartość parametru M^2 dla pojedynczych zliczeń. Jest to zgodne z oczekiwaniami, gdyż, jak już wspomniano wcze-

Polaryzacja	V		Н		
Kierunek	pionowy x	poziomy y	pionowy x	poziomy y	
Pompa w modzie podstawowym:					
Fotony sygnalizowane	$1,1\pm0,1$	$0{,}98 \pm 0{,}05$	$1,\!15\pm0,\!1$	$1,1\pm0,1$	
Wszystkie fotony	$3{,}9\pm0{,}4$	$2{,}1\pm0{,}3$	$4{,}1\pm0{,}4$	$3,2\pm0,3$	
Pompa wielomodowa:					
Fotony sygnalizowane	$1,2\pm0,2$	—	$3,6\pm0,3$	—	
Wszystkie fotony	$4{,}0\pm0{,}4$	_	$4{,}3\pm0{,}4$	_	

Tab. 5.1: Wartości parametrów M^2 dla pól H oraz V w dwóch prostopadłych kierunkach. Podano wartości dla fotonów sygnalizowanych (koincydencji) oraz dla wszystkich rejestrowanych fotonów (pojedynczych zliczeń w ramieniu S).

śniej, ze względu na brak filtrowania widmowego w ramieniu sygnałowym, pojedyncze zliczenia rejestrowane są z szerokiego zakresu widmowego odpowiadającego różnym modom przestrzennym. Większa wartość M^2 dla pojedynczych zliczeń w kierunku pionowym w porównaniu z kierunkiem poziomym jest zgodna z większą liczbą modów wzbudzonych w kierunku pionowym podtrzymywanych przez falowód.

Aby potwierdzić eksperymentalnie konieczność wprzegania wiązki pompującej do modu podstawowego dokonano również pomiarów z wielomodową wiązką pompującą. W tym celu zoptymalizowano sprzeganie wiązki pompującej do falowodu maksymalizując wprzęganietą moc, a nie jakość wzbudzania modu podstawowego. Uzyskano w ten sposób rozkład natężenia na wyjściu z falowodu odpowiadający superpozycji modów 01_B , 02_B , 00_B . Dla tak przygotowanej pompy zmierzono parametr M^2 w kierunku pionowym (z symetrii wzbudzonego modu pompy wynika niemożliwość efektywnego wytwarzania par fotonów w wyższych modach wzbudzonych w kierunku poziomym), dla obu wiązek: H i V. Wyniki przedstawione są na rys. 5.3. Widoczny jest znaczny wzrost wartości M^2 dla fotonów o polaryzacji H. Dla fotonów o polaryzacji V wzrost jest nieznaczny. Różnice częściowo można wytłumaczyć różnym stopniem przekrycia widmowego funkcji dopasowania fazowego zawierających odpowiednio mody 02_H i 02_V z obserwowanym zakresem spektralnym (por. rys. 4.3). Położenia pasm przedstawione na rysunku są bardzo wrażliwe na niewielkie zmiany ich centralnej długości fali — niewykluczone, że pasmo $01_B \leftrightarrow 02_V + 00_H$ przesunięte jest nieco dalej od pasma podstawowego, co lepiej tłumaczyłoby obserwowana asymetrię. Niemniej jednak wynik ten wskazuje, że fotony o polaryzacji V dla badanego falowodu są lepszymi kandydatami na fotony sygnalizowane niż fotony o polaryzacji H.

5.3 Podsumowanie

Wykorzystując metodę ostrzową wykonałem pomiary parametru jakości wiązki M^2 w układzie sygnalizowanych pojedynczych fotonów. Uzyskałem wartości bliskie idealnej wartości 1, co świadczy o dużym stopniu jednomodowości generowanych fotonów. Uwidoczniona została wyraźna różnica jakości wiązek sygnalizowanych fotonów i wiązek fotonów rejestrowanych pojedynczo. Pokazany został również wpływ sposobu wprzęgania wiązki pompującej do falowodu na profil przestrzenny pola fluorescencji parametrycznej.

Uzyskane wyniki potwierdzają, że możliwe jest wykorzystanie wielomodowego falowodu do generacji par fotonów w czystych modach poprzecznych. Obserwowana kilkuprocentowa domieszka wyższych modów może zostać wyeliminowana przez dalszą optymalizację sprzęgania wiązki pompującej do falowodu, poprzez jej filtrowanie przestrzenne za pomocą światłowodu jednomodowego i ew. kompensację astygmatyzmu lub dopasowanie eliptyczności wiązki dokładnie do kształtu modu podstawowego falowodu. Niemniej jednak wyniki przedstawione w podrozdziale 5.2 pokazują słuszność zaproponowanego schematu wyboru jednomodowej pracy źródła oraz wagę sposobu sprzęgania wiązki pompującej.

Rozdział 6 Źródło splątanych par fotonów

6.1 Wstęp

W niniejszym rozdziale opiszę konstrukcję i scharakteryzuję doświadczalnie źródło polaryzacyjnie splątanych par fotonów oparte na falowodzie PPKTP.

6.1.1 Splątanie – wprowadzenie

Splątanie kwantowe jest jednym z najbardziej doniosłych zjawisk przewidywanych przez mechanikę kwantową. Rozważmy układ złożony z kilku odrębnych podukładów. Mechanika kwantowa przewiduje istnienie stanów układu, których własności kolektywne są ściśle określone, a własności podukładów całkowicie losowe. Intrygujące jest to, że własności układu jako całości nie mogą być wtedy w pełni określone przez własności podukładów. Stan takiego układu, który nie może być opisany jako mieszanina statystyczna dobrze określonych stanów podukładów nazywamy stanem splątanym.

Przewidywanie przez mechanikę kwantową istnienia stanów splątanych, czyli fakt, że dwa osobne układy kwantowe, które w przeszłości oddziaływały za sobą, są opisywane łączną funkcją falową, która nie musi być faktoryzowalna ze względu na podukłady, został dostrzeżony już przez Schrödingera. Zauważył on również, że w związku z tym "wiedza o pojedynczym podukładzie może stać się bardzo ograniczona, może spaść nawet do zera, podczas gdy wiedza o całym układzie pozostaje stale na maksymalnym poziomie" [2]. Ta na pierwszy rzut oka przecząca zdrowemu rozsądkowi cecha układów kwantowych powoduje, że znajdują one zastosowanie w praktycznych aplikacjach, takich jak kryptografia kwantowa [12] i metrologia wspomagana kwantowo [13].

Nieintuicyjne własności stanów splątanych ujawniają się, gdy dokonamy pomiaru na jednym z podukładów. Na przykład dla stanu singletowego, który jest przykładem stanu w pełni splątanego, pomiar polaryzacji w jednym z podukładów automatycznie determinuje wartość tej wielkości dla drugiego podukładu, pomimo że wielkość ta dla pojedynczego podukładu przed dokonaniem pomiaru pozostawała nieokreślona. Dzieje się tak niezależnie od wyboru bazy pomiarowej i wyniku pomiaru.

W swojej publikacji z 1935 r. Eintein, Podolsky i Rosen [3] nie zgodzili się z wynikającą z mechaniki kwantowej nieokreślonością wyników pomiarów w podukładach przy jednoczesnym zachowaniu pełnych korelacji pomiędzy nimi. Zaproponowali, że mechanika kwantowa powinna zostać uzupełniona o tzw. elementy lokalnego realizmu — pewne ukryte zmienne, których wartości ustalone podczas uprzedniego oddziaływania podukładów determinowałyby wyniki wszystkich możliwych przyszłych pomiarów. Zapewniałoby to zgodność interpretacji z założeniami lokalnego realizmu: założeniem, że wyniki pomiarów są określone przed wykonaniem pomiarów oraz założeniem, że wyniki te zależą wyłącznie od najbliższego (lokalnego) otoczenia punktu, w którym wykonywany jest pomiar. W 1964 Bell opublikował nierówności, za pomocą których pokazał, że korelacje kwantowomechanicznego stanu splątanego dwóch spinów 1/2 przeczą założeniom lokalnego realizmu [147]. W kolejnych latach Freedman i Clauser [148] oraz Aspect i wsp. [9], wykorzystując polaryzacyjny stopień swobody pojedynczych fotonów, zademonstrowali eksperymentalnie istnienie takich korelacji, jednocześnie dokonując pierwszych doświadczalnych realizacji stanów splątanych.

Dotychczas pokazano doświadczalnie obecność splątania w szeregu układów fizycznych, dla różnych stopni swobody. Należy tu wymienić liczne eksperymenty dla fotonów [55,149], demonstrację splątania pomiędzy pojedynczym atomem a fotonem [150], pomiędzy dwoma odległymi atomami [151], splątanie pomiędzy wzbudzeniami fononowymi w diamencie [152], pomiędzy wzbudzeniami w gorących parach atomowych [153] oraz wielowymiarowe splątanie pomiędzy spułapkowanymi jonami [154]. Pomimo rozwoju źródeł splątanych par fotonów opartych na kropkach kwantowych [32], nadal ich niedoścignionym źródłem pozostaje proces fluorescencji parametrycznej [149].

W zdecydowanej większości realizacji eksperymentalnych źródeł par splątanych fotonów w celu zwiększenia spójności pomiędzy fotonami wykorzystywano filtrowanie przestrzenne za pomocą światłowodów jednomodowych. Tutaj pokażemy jedną z nielicznych realizacji źródła polaryzacyjnie splątanych par fotonów bez wykorzystania filtrowania przestrzennego za pomocą struktur jednomodowych.

6.2 Źródło par splątanych

6.2.1 Konwencje

Ponieważ w tym rozdziale pisał będę o splątaniu polaryzacyjnym, wielokrotnie pojawiać się będą oznaczenia różnych stanów polaryzacji. Za pomocą H i Vbędę jak dotychczas oznaczał wyróżnione polaryzacje falowodu, pionową i poziomą. Przez D i A będę oznaczał polaryzacje diagonalną i antydiagonalną (liniową pod kątem ±45°), a za pomocą L i R polaryzacje kołowe lewo- i prawoskrętną.

W tym rozdziale pisząc o modach promieniowania będę rozumiał dowolny stan własny pola elektrycznego w opisywanym układzie, włączając mody przestrzenne, widmowe i polaryzacyjne. W szczególności przez mody przestrzenne będę rozumiał mody wejściowe i wyjściowe płytki światłodzielącej. W przypadku odnoszenia się do modów poprzecznych falowodu będę to wyraźnie zaznaczał.



Rys. 6.1: Oznaczenia modów wejściowych i wyjściowych płytki światłodzielącej. Oznaczenia a i b odnoszą się odpowiednio do modów o polaryzacji H i V.

6.2.2 Metoda

Przedstawione dotychczas wyniki wyraźnie wskazują, że skonstruowane źródło fluorescencji parametrycznej emituje fotony w modach poprzecznych bliskich podstawowemu. Sugeruje to możliwość realizacji na jego podstawie prostego źródła polaryzacyjnie splątanych par fotonów.

Wykorzystując pary ortogonalnie spolaryzowanych fotonów można uzyskać stan splątany polaryzacyjnie w niezwykle prosty sposób: za pomocą niepolaryzującej płytki światłodzielącej, metodą po raz pierwszy zrealizowaną przez Shiha i Alleya w 1988 roku [35]. Używając falowodów PPKTP Zhong i wsp. [135] zademonstrowali generację stanów splątanych polaryzacyjnie metodą Shiha-Alleya. Jednak, w przeciwieństwie do wyników przedstawianych tutaj, w pracy Zhonga wykorzystano laser pompujący pracy ciągłej, stosowano filtrowanie przestrzenne za pomocą światłowodów jednomodowych oraz produkowano fotony na telekomunikacyjnych długościach fali. Ponadto dotychczas wykorzystując falowody PPKTP wygenerowano również stany splątane w stopniach swobody widmowym i czasowym [137, 155].

Załóżmy, że para fotonów spolaryzowanych liniowo pada na port wejściowy a^1, b^1 (por. rys. 6.1) płytki światłodzielącej o amplitudowych współczynnikach transmisji $t_{H,V}$ i odbicia $r_{H,V}$, odpowiednio dla polaryzacji H i V. Ponieważ drugi port wejściowy pozostaje nieoświetlony możemy stan padający na płytkę światłodzielącą zapisać jako:

$$|\Phi_{\rm in}\rangle = |1_{a^1} 1_{b^1} 0_{a^2} 0_{b^2}\rangle,\tag{6.1}$$

gdzie zaznaczono liczbę fotonów w każdym z 4 modów polaryzacyjno-przestrzennych na wejściu. Przypomnijmy, że mody oznaczane przez a mają polaryzację H, a mody oznaczane przez b - V.

Na podstawie macierzy opisujących działanie płytki światłodzielącej dla obydwu polaryzacji:

$$\begin{pmatrix} a^3 \\ a^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_H & r_H \\ r_H & -t_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^1 \\ a^2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} b^3 \\ b^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_V & r_V \\ r_V & -t_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b^1 \\ b^2 \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

możemy wypisać stan w na wyjściu (w 4 modach polaryzacyjno-przestrzennych):

$$|\Phi_{\text{out}}\rangle = \mathcal{N}' \left(t_H t_V | \mathbf{1}_{a^3} \mathbf{1}_{b^3} \mathbf{0}_{a^4} \mathbf{0}_{b^4} \right) + r_H r_V | \mathbf{0}_{a^3} \mathbf{0}_{b^3} \mathbf{1}_{a^4} \mathbf{1}_{b^4} \right) + - t_H r_V | \mathbf{1}_{a^3} \mathbf{0}_{b^3} \mathbf{0}_{a^4} \mathbf{1}_{b^4} \rangle - t_V r_H | \mathbf{0}_{a^3} \mathbf{1}_{b^3} \mathbf{1}_{a^4} \mathbf{0}_{b^4} \rangle) ,$$

$$(6.3)$$

opisujący 4 kombinacje powstałe w wyniku możliwości niezależnego odbicia lub przejścia pojedynczego fotonu dla każdej z 2 polaryzacji. \mathcal{N}' jest stałą normalizacyjną, której nie będziemy tu wypisywać. Rzutując powyższy stan na przypadek, w którym w obydwu portach wyjściowych 3 i 4 znajduje się przynajmniej jeden foton (odpowiadający rejestracji koincydencji), otrzymujemy po znormalizowaniu:

$$|\Phi_{\rm out}'\rangle = \mathcal{N}\left(t_H r_V |1_{a^3} 0_{b^3} 0_{a^4} 1_{b^4}\rangle + t_V r_H |0_{a^3} 1_{b^3} 1_{a^4} 0_{b^4}\rangle\right),\tag{6.4}$$

gdzie stała normalizacyjna $\mathcal{N} = 1/\sqrt{|t_H r_V|^2 + |t_V r_H|^2}$. Pomijając w zapisie mody nieobsadzone i korzystając z ogólnie przyjętej konwencji, według której symbol H(V) oznacza jeden foton polaryzacji H(V), a oznaczenie modu zastępujemy pozycją w kecie, otrzymujemy:

$$|\Phi_{\rm out}'\rangle = \mathcal{N}\left(t_H r_V |HV\rangle + t_V r_H |VH\rangle\right),\tag{6.5}$$

Dla

$$t_H r_V = t_V r_H \tag{6.6}$$

uzyskany stan jest jednym z maksymalnie splątanych stanów Bella.

Kluczową cechą całkowicie splątanych stanów Bella są pełne korelacje pomiędzy stanami polaryzacji obydwu fotonów niezależnie od wyboru bazy pomiarowej. Aby to pokazać zapiszmy stan własny polaryzatora ustawionego pod kątem θ :

$$|\theta\rangle = \cos\theta |H\rangle + \sin\theta |V\rangle. \tag{6.7}$$

Amplituda prawdopodobieństwa przejścia fotonu przez polaryzator dana jest przez iloczyn skalarny stanu fotonu i stanu polaryzatora (6.7). Stan własny dwóch polaryzatorów, jednego ustawionego pod kątem θ_1 w ramieniu 3, drugiego pod kątem θ_2 w ramieniu 4 opisany jest iloczynem tensorowym wyrażeń postaci (6.7). Stąd prawdopodobieństwo zmierzenia fotonu o polaryzacji $|\theta_1\rangle$ w ramieniu 3 i polaryzacji $|\theta_2\rangle$ w ramieniu 4 dla stanu $|\Phi'_{out}\rangle$ dane jest przez:

$$p(\theta_1, \theta_2) = \left| \langle \theta_1, \theta_2 | \Phi'_{\text{out}} \rangle \right|^2 =$$

$$(t_H r_V \cos \theta_1 \sin \theta_2 + t_V r_H \sin \theta_1 \cos \theta_2)^2.$$
(6.8)

Sprawdźmy teraz korelacje pomiędzy wynikami pomiarów w obydwu ramionach: ustawmy polaryzator w ramieniu 3 pod ustalonym kątem Θ , a polaryzator w ramieniu 4 obracajmy, rejestrując liczbę zliczeń za polaryzatorem dla każdego ustawienia. Liczba zliczeń będzie miała charakter sinusoidalnych prążków. Wyznaczmy ich widzialność V, zdefiniowaną jako:

$$V = \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} = \frac{p_{\max} - p_{\min}}{p_{\max} + p_{\min}},$$
(6.9)

gdzie $N_{\text{max}}, N_{\text{min}}$ są liczbami zarejestrowanych fotonów, proporcjonalnymi do prawdopodobieństw *p*. Dla przypadku $t_H r_V = t_V r_H$, w którym mamy do czynienia ze stanem maksymalnie splątanym równanie (6.8) sprowadza się do:

$$p(\Theta, \theta_2) = \frac{1}{2}\cos^2(\Theta - \theta_2) = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \cos[2(\Theta - \theta_2)] \right\},$$
(6.10)

czemu odpowiada 100% widzialność niezależnie od wyboru kąta Θ . Powyższe da się pokazać również dla ogólnego przypadku kołowych lub eliptycznych polaryzacji odniesienia.

Wyniku tego nie da się wyjaśnić w świetle założeń lokalnego realizmu. Zakładając, że rozważany stan da się opisać jako mieszanina statystyczna stanów dwufotonowych o dobrze określonych polaryzacjach każdego z fotonów, przy 100% widzialności interferencji dla pionowej i poziomej polaryzacji odniesienia, maksymalna widzialność dla polaryzacji ukośnych (±45°) wynosi 50%. Uzyskanie widzialności dla polaryzacji ukośnych przekraczającej wartość 50% świadczy o obecności splątania. Gdy widzialność dla polaryzacji H, V jest mniejsza niż 100%, wartość ograniczenia na widzialność dla polaryzacji ukośnych wzrasta.

Dla $t_H r_V \neq t_V r_H$ widzialności nie da się wyrazić prostym wyrażeniem. Należy ją obliczyć bezpośrednio na podstawie równania (6.8) dla danych wartości współczynników transmisji i odbicia płytki.

Dotychczas dla uproszczenia rozważaliśmy padający na płytkę światłodzielącą stan jednomodowy będący stanem czystym w polaryzacyjnych stopniach swobody. W rzeczywistości stan pary fotonów jest opisywany również przez inne stopnie swobody: czasowe, widmowe, przestrzenne. Mogą istnieć korelacje pomiędzy tymi stopniami swobody a polaryzacją fotonów, które prowadzą do możliwości uzyskania informacji o polaryzacji fotonu po przejściu przez płytkę światłodzielącą. Gdy używany detektor rozróżnia tylko polaryzacyjne stopnie swobody, następuje efektywne wyśladowanie stanu fotonu po nieobserwowanych stopniach swobody. Łączny stan polaryzacji dwufotonowej staje się przez to stanem mieszanym, co zmniejsza widzialność interferencji dwufotonowej.

Aby w sposób ilościowy opisać ten efekt (przynajmniej ze względu na przestrzenne i widmowe stopnie swobody) zapiszmy stan pary fotonów padającej na płytkę zgodnie z równaniem (1.49) jako:

$$|\psi_0\rangle = \sum_{lm} \int d\omega_H \int d\omega_V \tilde{\Psi}_{lm}(\omega_H, \omega_V) \hat{a}_l^{\dagger\dagger}(\omega_H) \hat{b}_m^{\dagger\dagger}(\omega_V) |vac\rangle, \qquad (6.11)$$
gdzie normalizacja jest dla przypadku postselekcji, tzn. pominięto człony odpowiadające stanom próżni. Operatory kreacji $\hat{a}^{1\dagger}, \hat{b}^{1\dagger}$ zgodnie z przyjętymi oznaczeniami odpowiadają kreacji fotonu odpowiednio o polaryzacji H i V. Funkcja $\tilde{\Psi}_{lm}(\omega_H, \omega_V)$ jest funkcją $\Psi_{lm}(\omega_H, \omega_V)$ daną równaniem (1.50) po zastosowaniu odpowiedniego filtrowania widmowego. Po przejściu przez płytkę i pominięciu członów, które odpowiadają wyjściu pary fotonów tym samym portem, możemy stan pary zapisać jako:

$$|\psi_{\text{out}}\rangle = \sum_{lm} \int d\omega_H \int d\omega_V \tilde{\Psi}_{lm}(\omega_H, \omega_V) \hat{a}_l^{3\dagger}(\omega_H) \hat{b}_m^{4\dagger}(\omega_V) + \sum_{lm} \int d\omega_H \int d\omega_V \tilde{\Psi}_{lm}(\omega_H, \omega_V) \hat{a}_l^{4\dagger}(\omega_H) \hat{b}_m^{3\dagger}(\omega_V) |vac\rangle,$$
(6.12)

gdzie dla uproszczenia dyskusji założyliśmy idealną niepolaryzującą płytkę światłodzielącą. Zamieniając oznaczenia zmiennych całkowania: w pierwszym członie (ω_H, ω_V) \rightarrow (ω, ω'), w drugim członie (ω_H, ω_V) \rightarrow (ω', ω) oraz indeksów sumowania (l,m) \rightarrow (m,l) w drugim członie, uzyskujemy symetryczną postać równania:

$$|\psi_{\text{out}}\rangle = \sum_{l} m \int d\omega \int d\omega' [\tilde{\Psi}_{lm}(\omega,\omega') \hat{a}_{l}^{3\dagger}(\omega) \hat{b}_{m}^{4\dagger}(\omega') + \tilde{\Psi}_{ml}(\omega',\omega) \hat{a}_{m}^{4\dagger}(\omega') \hat{b}_{l}^{3\dagger}(\omega)] |vac\rangle.$$
(6.13)

Wykorzystując to wyrażenie, równania (6.7), (6.9) oraz definicje z rozdziału 1.4 można pokazać, że widzialność polaryzacyjnej interferencji dwufotonowej dla ukośnych polaryzacji odniesienia wyraża się przez:

$$V = \tag{6.14}$$

$$\operatorname{Re}\left[\sum_{\substack{lm\\l'm'}}\int\!\mathrm{d}\omega_{H}\!\int\!\mathrm{d}\omega_{V}\tilde{\Psi}_{lm}(\omega,\omega')\tilde{\Psi}_{m'l'}(\omega',\omega)\!\int\!\mathrm{d}\mathbf{r}_{\perp}\!\int\!\mathrm{d}\mathbf{r}_{\perp} \ u_{H}^{(l)}(\mathbf{r}_{\perp})u_{V}^{(m)*}(\mathbf{r}_{\perp})u_{H}^{(l')}(\mathbf{r}_{\perp}')u_{V}^{(m')*}(\mathbf{r}_{\perp}')\right]$$

gdzie $\mathbf{r}_{\perp} = (x,y)$. Wyrażenie to określa warunki konieczne do osiągnięcia 100% widzialności. Po pierwsze, funkcja $\tilde{\Psi}_{lm}(\omega,\omega')$ musi być symetryczna ze względu na zamianę fotonów, czego szczególnym przypadkiem jest nierozróżnialność fotonów pary, którą tutaj osiągniemy przez wąskopasmowe filtrowanie widmowe. Po drugie, stan fotonów musi być symetryczny ze względu na zamianę modów poprzecznych. Oznacza to, że stan pary fotonów nie może być stanem mieszanym ze względu na poprzeczny stopień swobody oraz że mody poprzeczne dla polaryzacji H i V muszą się całkowicie przekrywać. Ostatniego z wymienionych kryteriów w rozważanym układzie nie jesteśmy w stanie spełnić całkowicie, ze względu na wynikającą z anizotropii falowodu, asymetrię pomiędzy modami H i V (por. rys. 6.4).

Należy zauważyć, że uzyskiwany stan splątany jest, ze względu na wykonane rzutowanie na stany prowadzące do koincydencji, stanem postselekcjonowanym: przypadki nieprowadzące do powstanie pożądanego stanu nie są rejestrowane. Stan taki nie nadaje się w związku z tym do sprawdzania słuszności fizycznych podstaw mechaniki kwantowej (odrzucania teorii lokalnego realizmu), ale poza tym jest pełną analogią niepostselekcjowanego stanu splątanego. W szczególności jest odpowiedni do sprawdzania symetrii funkcji $\Phi_{lmn}(\omega_H,\omega_V)$, co w naszym przypadku będzie się sprowadzało do sprawdzania nierozróżnialności fotonów pary.

6.2.3 Układ doświadczalny

Zgodnie z równaniem (6.14), aby możliwe było zaobserwowanie splątania konieczne jest zapewnienie symetrii widma łącznego pary fotonów. Widmo generowanych par foto-



Rys. 6.2: Schemat układu doświadczalnego używanego do generacji stanu splątanego i pomiarów interferencji dwufotonowej. Konstrukcja źródła par fotonów analogiczna jak w rozdz. 4. NPBS — niepolaryzująca płytka światłodzieląca. Pozostałe oznaczenia jak na poprzednich schematach.

nów nie jest symetryczne, gdyż fotony wytwarzane są w procesie nieliniowym II typu (por. rys. 3.16). W związku z tym konieczne było zastosowanie wąskopasmowego filtrowania widmowego w celu zsymetryzowania widma. Zastosowano filtr interferencyjny o szerokości połówkowej 0,8 nm, centralnej długości fali 807,0 nm i transmisji maksymalnej 60%. Filtr był dostrajany przez obracanie do długości fali 799,4 nm, odpowiadającej dopasowaniu fazowemu dla procesu podstawowego, analogicznie jak opisano wcześniej (p. 4.2.5). Szerokość widmowa użytego filtra była dużo mniejsza niż szerokość filtrowania wystarczająca do wybrania pojedynczego modu poprzecznego (por. 3.6.2) — jednak, jak wynika z rys. 4.3, nawet przy tak małej szerokości filtrowania widmowego nie można zaniedbać możliwości generacji par fotonów w wyższych modach poprzecznych przy niepoprawnym wprzęganiu wiązki pompującej do falowodu.

Po przejściu przez filtr interferencyjny wiązka zawierająca pary fotonów była kierowana na płytkę światłodzielącą (por. rys. 6.2). Warunek (6.6), określający zakres wartości współczynników transmisji (odbicia) płytki konieczny do uzyskania stanu splątanego jest w szczególności spełniony dla $|t_H| = |t_V|$, $|r_H| = |r_V|$, tj. dla płytki ściśle niepolaryzującej. Nie jest natomiast konieczne, by płytka była płytką zrównoważoną (tzw. 50/50) — brak zrównoważenia prowadzi jedynie do nadmiaru stanów dwufotonowych w jednym z portów wyjściowych, które nie są rejestrowane, ponieważ nie prowadzą do rejestracji koincydencji. Zależności współczynników transmisji i odbicia od polaryzacji zmniejszono stosując płytkę światłodzielącą o kącie padania bliskim 0°. W praktyce wykorzystano kąt padania ok. 2°. Spełnienie warunku (6.6) zweryfikowano mierząc odpowiednie współczynniki transmisji za pomocą makroskopowej wiązki. Różnice wartości współczynników w stosunku do wartości wynikających z (6.6) nie przekraczały 0,25 punktu procentowego.

W obydwu ramionach za płytką znajdowały się dielektryczne kostki polaryzujące, przed którymi umieszczone były skalibrowane płytki półfalowe zerowego rzędu (centralna długość fali 800 nm), zamocowane w zmotoryzowanych uchwytach obrotowych. Niepewność kalibracji położenia osi optycznych płytek wynosiła $\pm 0,25^{\circ}$. Niepewność wyznaczenie kąta obrotu zmotoryzowanego stolika była znacznie mniejsza: poniżej 0,005°. Dzięki temu pomimo niepewności kalibracji możliwe było precyzyjne ustawienie względnych polaryzacji, np. wzajemnie prostopadłych. Obrót płytki umożliwiał wybieranie polaryzacji liniowych. Dodatkowo, przed płytkami półfalowymi mogła zostać umieszczona płytka ćwierćfalowa zerowego rzędu o osi skierowanej pod kątem 45° do powierzchni stołu optycznego. Dzięki temu możliwe było wykrywanie polaryzacji kołowych oraz eliptycznych.

Obie wiązki kierowane były do światłowodów, w sposób analogiczny do opisanego wcześniej (por. 4.2.2). Możliwe było użycie światłowodów wielomodowych, jak również światłowodów jednomodowych. Aby zapewnić możliwie jednakową wydajność sprzęga-

nia do światłowodów jednomodowych zadbano o równą długość obu ramion za płytką światłodzielącą. Dopasowania położenia przewężenia i rozbieżności wiązek sprzęganych do światłowodu jednomodowego dokonywano przez jednoczesne dopasowanie położenia obiektywu Obj2 i soczewki asferycznej AL wzdłuż osi optycznej. Dla wiązki referencyjnej (przechodzącej przez falowód PPKTP) maksymalna uzyskana wartość wydajność sprzęgania wynosiła 70%, gdy optymalizowano tylko jedno ramię układu. Przy jednoczesnej optymalizacji wydajności w obydwu ramionach uzyskano wartość 65%. Są to wartości niewiele niższe od wydajności uzyskiwanych w eksperymentach, których jednym z głównych celów jest maksymalizacja sprzęgania sygnału z falowodu PPKTP do włókna jednomodowego, sięgających 80% [156]. Wydajności sprzęgania do światłowodów wielomodowych wynosiły ponad 90%.

Przed rozpoczęciem pomiarów sprawdzono, że wyższe mody poprzeczne falowodu są efektywnie sprzęgane do światłowodów wielomodowych. Dokonano tego wzbudzając mody $01_{V,H}$ oraz $02_{V,H}$ w falowodzie i mierząc wydajności sprzęgania, przekraczające 80%. Potwierdzają to również obserwacje rozkładu natężenia w ognisku soczewki AL wykonane za pomocą matrycy CCD, z których wynika, że rozmiar modów falowodu o największym rozmiarze poprzecznym nie przekracza połowy średnicy światłowodu.

6.3 Charakteryzacja źródła

6.3.1 Interferencja dwufotonowa

Jak wspominano we wstępie do tego rozdziału miarą stopnia splątania pary fotonów jest widzialność interferencji dwufotonowej w różnych bazach polaryzacji, zdefiniowana w (6.9).

Wykonano pomiary dwufotonowej interferencji pomiędzy ramionami S i T. Do falowodu PPKTP wprzęgnięto opisaną wcześniej metodą wiązkę pompującą w modzie podstawowym o mocy 320 µW wewnątrz falowodu. Przy ustalonej polaryzacji w ramieniu T mierzono zależność liczby koincydencji od stanu polaryzacji wykrywanego w ramieniu S. W ramieniu T wykorzystano stany polaryzacji liniowych: poziomą H, pionową V, oraz ukośne D i A (±45°), dla których w ramieniu S rejestrowano polaryzacje liniowe z krokiem co 10° (czyli 20° na sferze Poincarégo) poprzez obrót płytki półfalowej. Dla polaryzacji kołowych prawo- (R) i lewoskrętnej (L) w ramieniu T, w ramieniu S skanowano polaryzacje eliptyczne położone na południku sfery Poincarégo wyznaczonym przez polaryzacji kołowych realizowano umieszczając przed płytką półfalową płytkę ćwierćfalową o osi optycznej pod kątem ±45°, a następnie obracając płytkę półfalową z krokiem 5°. Podczas każdej serii pomiarowej wykonywano dwa okrążenia sfery Poincarégo (odpowiadające obrotowi płytki półfalowej o 180°).

Pomiary widzialności interferencji dwufotonowej wykonano używając światłowodów wielomodowych prowadzących światło do detektorów, a więc bez filtrowania przestrzennego. Całkowita liczba koincydencji wynosiła 2050 s⁻¹ przed umieszczeniem polaryzatorów w ramionach układu. Dla każdego punktu pomiarowego uśredniano dane przez 10 - 20 s, w zależności od rejestrowanej średniej liczby zliczeń. Dokonywano również korekty obserwowanych liczb zliczeń ze względu na wahania mocy wiązki pompującej, metodą opisaną w rozdziale 4.2.5. Zebrane dane przedstawiono na rys. 6.3. Wartości widzialności uzyskane z dopasowania krzywych sinusoidalnych zawarte są w tabeli 6.1. W na rysunku przedstawione zostały surowe dane, widzialności podane w tabeli odnoszą się do danych po odjęciu koincydencji przypadkowych.

Wartości widzialności przedstawione w tabeli są niższe niż 100% zarówno dla polary-



Rys. 6.3: Wyniki pomiarów interferencji dwufotonowej dla stanów odniesienia (a) H, V, D, A, (b) H, V, R, L, w ramieniu T, dla światłowodów wielomodowych. Przedstawiono liczby koincydencji w zależności od podwojonego kąta obrotu płytki półfalowej w ramieniu S, wraz z dopasowanymi sinusoidami. Niepewności pomiarowe dla maksymalnych liczb zliczeń mają wartość zbliżoną do rozmiaru użytych symboli.

Polaryzacja odnjesjenja	Widzialność		Widzialność skorygowana	
	SMF	MMF	SMF	MMF
Н	89%	86%	100%	99%
V	90%	90%	100%	100%
D	81%	78%	85%	82%
А	82%	77%	86%	82%
\mathbf{R}	—	73%	—	77%
\mathbf{L}	_	76%	_	80%

Tab. 6.1: Wartości widzialności interferencji dwufotonowej po odjęciu koincydencji przypadkowych. Wartości dla surowych danych są mniejsze o 1-2 punkty procentowe. Niepewności $\pm 1\%$. Wartości skorygowane uzyskano odejmując zdarzenia typu HH i VV (por. tekst).

zacji odniesienia H, V, jak i dla pozostałych. Aby zweryfikować, czy spadek widzialności poniżej wartości 100% wynika z niedopasowania modów poprzecznych fotonów pary, czy też z innych przyczyn, dla liniowych polaryzacji odniesienia przeprowadzono pomiary z filtrowaniem przestrzennym za pomocą światłowodów jednomodowych. Pozwoliło to na określenie maksymalnych wartości widzialności możliwych do osiągnięcia w układzie eksperymentalnym. Całkowita liczba koincydencji wynosiła 1200 s⁻¹ przed umieszczeniem w układzie polaryzatorów. Dla każdego punktu pomiarowego uśredniano dane przez 20 s. Do danych dopasowywano krzywą sinusoidalną, z której odczytywano wartość widzialności V interferencji dwufotonowej. Uzyskane wartości, po odjęciu koincydencji przypadkowych, podane są w tabeli 6.1.

Różnice pomiędzy widzialnościami dla falowodów wielo- i jednomodowych nie są znaczne, co pokazuje, że główną przyczyną obniżonych wartości widzialności nie jest wielomodowość przestrzenna par fotonów. Przyczynę różnicy w widzialnościach dla polaryzacji odniesienia H, V oraz dla polaryzacji ukośnych (A, D) można łatwo wyjaśnić biorąc pod uwagę niedoskonałości układu doświadczalnego: nieidealność płytki światłodzielącej, możliwe różnice w widmie transmisji filtra interferencyjnego pomiędzy polaryzacjami dla nieprostopadłego padania wiązki, niepełna eliminacja korelacji widmowych oraz brak kompensacji dyspersji prędkości grupowych w KTP (prowadzący do niepełnego przekrywania



Rys. 6.4: Przekroje obliczonych numerycznie skalarnych funkcji modowych dla modów 00_V (linia ciągła) i 00_H (linia przerywana) falowodu o szerokości 2 µm, w kierunkach x (a) i y (b).

się w czasie paczek falowych fotonów o polaryzacji H i V). Przyczyną jest też niejednakowość modów 00_H oraz 00_V falowodu, dla których przekroje obliczonych numerycznie skalarnych funckji modowych porównane są na rysunku 6.4.

Jednakże najistotniejszą przyczyną obserwowanego spadku widzialności jest rejestracja znacznej liczby zdarzeń typu HH oraz VV, prowadzących do zmniejszenia widzialności polaryzacji w bazach stanów własnych polaryzacji układu doświadczalnego H i V. Żadna z przyczyn wymienionych w poprzednim akapicie nie prowadzi do spadku widzialności w tych bazach. Spadek widzialności spowodowany błędami kalibracji płytek falowych nie przekracza 0,1%. Oznacza to obecność obok fluorescencji parametrycznej II typu innego procesu będącego źródłem par fotonów o jednakowych polaryzacjach. Ich pochodzenie będzie przedmiotem dyskusji w dalszej części tego rozdziału.

Przed porównaniem i przedyskutowaniem wartości widzialności dokonajmy porównania liczb zliczeń uzyskanych dla obu typów światłowodów. Przyjmując 90% wydajność sprzęgania do światłowodów wielomodowych, po podzieleniu przez kwadrat tej wartości zmierzonej liczby koincydencji otrzymujemy oszacowanie liczby koincydencji bez uwzględnienia strat spowodowanych sprzęganiem do światłowodu: 4920 s⁻¹ (przed polaryzatorem). Mnożąc tę wartość przez kwadrat zmierzonej dla wiązki referencyjnej wydajności sprzęgania do światłowodów jednomodowych 65%, otrzymujemy oczekiwaną liczbę koincydencji dla światłowodów jednomodowych: 2080 s⁻¹, bliską zmierzonej bezpośrednio wartości 2050 s⁻¹. Potwierdza to, że zmierzone dla wiązki referencyjnej w modzie podstawowym wydajności sprzęgania do światłowodów są bliskie wydajnościom sprzęgania dla promieniowania fluorescencji parametrycznej, w szczególności dla światłowodów jednomodowych.

Porównanie widzialności interferencji dwufotonowej pomiędzy pomiarami z użyciem światłowodów jedno- i wielomodowych pozwala stwierdzić, jaki przyczynek do spadku widzialności daje niespójność bądź niedopasowanie przestrzenne modów fotonów H i V. Obecność niepożądanych zdarzeń typu HH i VV utrudnia odczytanie tej informacji. W związku z tym aby w sposób ilościowy stwierdzić, jaka część obserwowanego spadku widzialności dla ukośnych polaryzacji odniesienia pochodzi od braku spójności przestrzennej pomiędzy fotonami pary, a jaka od zdarzeń typu HH i VV, odjęto od zmierzonych liczb zliczeń liczby zdarzeń typu HH i VV, z wagami odpowiednimi dla używanych ustawień polaryzacji odniesienia H oraz V. Widzialności obliczono poprzez dopasowanie do skorygowanych danych krzywych sinusoidalnych. Uzyskane wartości podane są w kolumnach 4, 5 tabeli 6.1. Oczywiście wartości dla polaryzacji odniesienia H i V są równe 100% (w granicach błędu doświadczalnego). Natomiast z porównania wartości dla polaryzacji ukośnych otrzymujemy informację o przyczynku niejednomodowości przestrzennej do spadku widzialności. Spadek widzialności wynosi odpowiednio $3 \pm 1\%$ i $4 \pm 1\%$ dla dwóch ukośnych

polaryzacji odniesienia. Jest on spowodowany w dużym stopniu niejednakowością modów 00_H i 00_V oraz nieznaczną obecnością wyższych modów poprzecznych promieniowania fluorescencji parametrycznej spowodowaną nieidealnym sprzęganiem wiązki pompującej. Niemniej jednak spadek ten jest niewielki, co potwierdza skuteczność stosowanej metody generacji par fotonów w czystych modach poprzecznych.

Należy zauważyć, że, pomimo iż powyższe wyniki potwierdzają, że fotony pary są wytwarzane we w przybliżeniu jednakowych modach poprzecznych, nie dostarczają one bezpośredniej informacji na temat jednomodowości źródła: możliwe byłoby uzyskanie powyższych wyników dla par fotonów w jednakowych modach poprzecznych, różnych dla każdej pary. Na podstawie zmierzonych map dopasowania fazowego możemy jednak stwierdzić, że proces wytwarzający pary fotonów w jednakowych wyższych modach poprzecznych jest bardzo mało prawdopodobny dla użytego punktu pracy źródła.

6.3.2 Łamanie nierówności Bella

Pomimo, że zmierzone wartości widzialności są istotnie niższe niż 100%, są one nadal wystarczająco wysokie by można było spodziewać się obecności splątania w generowanym stanie dwufotonowym. Aby potwierdzić generację stanów splątanych zdecydowano się na przeprowadzenie próby złamania nierówności typu Bella [147]. Wersją nierówności Bella dostosowaną do pomiarów korelacji w polaryzacjach jest nierówność Clausera-Horne'a-Shimony'ego-Holta (CHSH) [157]. Nierówność ta ma postać:

$$\left| E(a,b) - E(a,b') + E(a',b) + E(a',b') \right| \le 2.$$
(6.15)

Odnosi się ona do konfiguracji eksperymentalnej, w której fotony pary, znajdujące się w dwóch ramionach eksperymentu A oraz B (u nas są to dwa porty wyjściowe płytki świałodzielącej, które dotychczas oznaczaliśmy jako ramiona S i T), trafiają na polaryzator rozdzielający wiązkę na dwie części o ortogonalnych polaryzacjach, oznaczone + i -, w wybranej bazie polaryzacji (a, a' w ramieniu A; b, b' w ramieniu B). Wartość korelacji Edla wybranych baz w obydwu ramionach oblicza się jako:

$$E = \frac{N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+}}{N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+}},$$
(6.16)

gdzie N oznaczają mierzone liczby ko
incydencji pomiędzy fotonami opuszczającymi poszczególne porty wyjści
owe polaryzatorów. W indeksie dolnym zamieszczono symbol portu wyjści
owego polaryzatora w ramieniu A i w ramieni
u B.

Uzyskanie wartości lewej strony nierówności przekraczającej 2 oznacza, że mierzony stan nie może zostać opisany przez teorię lokalnego realizmu, tzn. nie może być opisany wyłącznie za pomocą dobrze określonych własności podukładów. W szczególności, złamanie nierówności CHSH potwierdza, że mierzony stan musi być stanem splątanym [158]. Należy jednak podkreślić, że mówimy tutaj o stanie fotonów wybranych przez postselekcję. Oznacza to, że wyniki pomiarów nie będą miały fundamentalnych implikacji, jednakże będą dobrze określały obecność splątania w formie użytecznej w eksperymentach kwantowooptycznych.

Ze względu na liczbę dostępnych detektorów pojedynczych fotonów zdecydowano się na uproszczenie schematu doświadczenia, kosztem konieczności przyjęcia założenia o stałości strumienia par fotonów. Wykorzystano układ doświadczalny używany do pomiarów interferencji dwufotonowej. Pomiarów liczby zliczeń typu + i – w danej bazie pomiarowej dokonywano przez obrót płytki półfalowej o 45° (odpowiadający obrotowi polaryzatora o 90°). Postępowanie takie jest słuszne przy założeniu stałości strumienia par fotonów w trakcie pomiaru pojedynczej wartości E; słuszność tego założenia została potwierdzona

	3.7	3.7	3.7	3.7	
Bazy	N_{++}	N_{+-}	N_{-+}	/V	E
(a,b)	$215 \pm 1{,}5$	832 ± 3	844 ± 3	$195 \pm 1{,}5$	$0,\!607 \pm 0,\!003$
(a, b')	$907,5\pm3$	$215{,}5\pm1{,}5$	$196,5\pm1,5$	863 ± 3	$0,\!623\pm0,\!003$
(a',b)	830 ± 3	247 ± 2	$245 \pm 1{,}5$	823 ± 3	$0,\!541 \pm 0,\!0025$
(a, b')	863 ± 3	247 ± 2	248 ± 2	833 ± 3	$0{,}548\pm0{,}003$
				Razem	$2,\!319\pm0,\!006$

Tab. 6.2: Zmierzone liczby koincydencji (s⁻¹) w bazach CHSH i wynikające z nich wartości korelacji *E*. Wartości po skorygowaniu wahań natężenia pompy.

poprzez obserwację średniego strumienia par fotonów w czasie odpowiadającym czasowi pełnego pomiaru wszystkich korelacji — nie zauważono dryfu czasowego.

Do pomiarów użyto baz pomiarowych w teorii dających możliwość złamania nierówności CHSH w największym stopniu. Są to bazy polaryzacji liniowych: w ramieniu S $(0^{\circ}, 90^{\circ}) \equiv a \text{ oraz } (45^{\circ}, 135^{\circ}) \equiv a', \text{ w ramieniu T } (22, 5^{\circ}, 112, 5^{\circ}) \equiv b \text{ oraz } (67, 5^{\circ}, 157, 5^{\circ}) \equiv b$ b'. Dla tych baz możliwe jest osiągnięcie wartości $2\sqrt{2}$. Podane kąty określają kierunek polaryzacji liniowych; użyte ustawienia płytek falowych stanowiły połowe podanych wartości. Dla każdego ustawienia płytek falowych mierzono liczbe koincydencji w czasie 180 s, z próbkowaniem co 0,5 s. Wykonano dwie serie pomiarowe: dla jednej z nich dokonywano korekcji fluktuacji natężenia wiązki pompującej, metodą opisaną wcześniej; dla drugiej wykorzystano surowe dane. Zmierzone liczby koincydencji dla obu serii pomiarowych podane są w tabeli 6.2. Uzyskano wartości odpowiednio $2,319 \pm 0,006$ oraz $2,302 \pm 0,006$ dla surowych danych. W obu przypadkach nierówność CHSH została złamana o ponad 50 odchyleń standardowych, co dowodzi wygenerowania stanu splątanego bez użycia bezpośredniego filtrowania przestrzennego. Należy zwrócić uwagę, że obie serie pomiarowe prowadzące do tych wartości były wykonane całkowicie niezależnie: w klikutygodniowym odstępie czasowym oraz przy justowaniu źródła ("od zera") wykonanym przed obydwoma pomiarami.

6.4 Przyczyny spadku widzialności interferencji dwufotonowej

W tym podrozdziale omówione zostaną próby zidentyfikowania efektu prowadzącego do zaobserwowanego zmniejszenia widzialności polaryzacyjnej interferencji dwufotonowej dla poziomej (H) i pionowej (V) polaryzacji odniesienia, tj. polaryzacji własnych falowodu PPKTP, zarówno dla pomiarów wykonywanych z użyciem światłowodów jedno-, jak i wielomodowych.

6.4.1 Pary wielokrotne

Pierwszą możliwą potencjalną przyczyną obserwacji zliczeń typu HH i VV jest generacja w światłowodzie par wielokrotnych [159]. Prawdopodobieństwo generacji w procesie fluorescencji parametrycznej podwójnej pary fotonów przez impuls wiązki pompującej jest powiązane z prawdopodobieństwem generacji pary pojedynczej. Prawdopodobieństwa generacji jednej pary zostały oszacowane w poprzednim rozdziale i przedstawione na rys. 4.9, dla obserwowanych zakresów widmowych 11,0 oraz 3,0 nm. Dla używanego w źródle par splątanych zakresu widmowego 0,8 nm nie można zastosować bezpośredniej metody obliczenia prawdopodobieństw ze stosunku koincydencji do pojedynczych liczb zliczeń



Rys. 6.5: Zaznaczone na tle łącznego widma par fotonów przybliżone zakresy spektralne wybierane przez umieszczone w obydwu ramionach filtry interferencyjne o szerokości widmowej 3,0 nm (linie przerywane) i 0,8 nm (linie ciągłe) . Koincydencjom odpowiada obszar części wspólnej zakresów widmowych dla obydwu polaryzacji, oznaczony na rysunku literą c. Nadmiarowym pojedynczym zliczeniom odpowiadają obszary oznaczone przez S oraz s. Udział tych obszarów dla wąskiego filtrowania widmowego jest zdecydowanie większy.

użytej w rozdziale 4.2.5.2. Wynika to z faktu, że szerokość widmowa 0,8 nm jest mniejsza od szerokości widmowej warunku dopasowania fazowego. Wskutek tego pojawiają się nadmiarowe pojedyncze zliczenia w stosunku do koincydencji, co zilustrowano na rysunku 6.5. W takiej sytuacji nawet przy braku jakichkolwiek strat w układzie zbierania i detekcji par fotonów stosunek koincydencji do pojedynczych zliczeń będzie wyraźnie mniejszy od jedności.

W związku z powyższym prawdopodobieństwo to oszacowano przez ekstrapolację wartości uzyskanych dla filtrów 11,0 nm i 3,0 nm. Wykorzystano fakt, że liczba rejestrowanych ko
incydencji w danym zakresie spektralnym N_C jest propor
cjonalna do liczby par wytwarzanych w falowodzie w tym zakresie spektralnym
 N_0 :

$$N_{C,i} = T_{F,i}^2 \eta' N_{0,i}, \tag{6.17}$$

gdzie *i* oznacza zakres spektralny i może przyjmować wartości 11,0 nm, 3,0 nm, 0,8 nm. Równanie (6.17) jest analogiczne do równania (4.2), jedyna różnica polega na innym podziale współczynników transmisji: w równaniu (6.17) dokonano podziału na transmisję niezależną od długości fali η' (która obejmuje również wydajności detektorów) oraz na transmisję filtrów interferencyjnych $T_{F,i}$. Ponieważ wartość N_0 jest proporcjonalna do poszukiwanego prawdopodobieństwa generacji pary na impuls $P_{0,8nm}$, możemy wykorzystując równanie (6.17) wyznaczyć to prawdopodobieństwo jako:

$$P_{0,8nm} = \frac{N_{C,0,8nm}}{N_{C,3nm}} \frac{T_{F,3nm}^2}{T_{F,0,8nm}^2} P_{3nm}$$
(6.18)

jako dane odniesienia biorąc dla ustalenia uwagi dane dla szerokości widmowej 3,0 nm. Stosunek kwadratów natężeniowych współczynników transmisji filtrów wynosi w przybliżeniu 1,5 dla filtra 3 nm i 1,0 dla filtra o paśmie 11,0 nm; pozostałe wielkości potrzebne do obliczenia poszukiwanego prawdopodobieństwa podane są na rysunkach 4.8 oraz 4.9. Dla używanej podczas pomiarów widzialności interferencji dwufotonowej mocy niebieskiej wiązki pompującej 0,32 mW (moc wprzęgnięta do falowodu) otrzymujemy wartość prawdopodobieństwa $P_{0,8nm} = 0,6\%$, przyjmując do obliczeń większą z wartości prawdopodobieństwa z rys. 4.9 — tą wyliczoną bezpośrednio ze stosunku koincydencji do pojedynczych zliczeń. Dla wartości prawdopodobieństwa obliczonej na podstawie znanych strat w układzie doświadczalnym otrzymujemy: $P'_{0,8nm} = 0,2\%$. Obliczone wartości prawdopodobieństwa obarczone są znaczną niepewnością, którą szacuję na ±20\%, wynikającą m. in. z oszacowania efektywnej transmisji filtrów.

Prawdopodobieństwo generacji czwórki (podwójnej pary) fotonów dane jest przez $P_{0.8\text{nm}}^2/2$ dla wielomodowego (spektralnie i przestrzennie) procesu fluorescencji parametrycznej, bądź przez $P^2_{0,8\mathrm{nm}}$ dla procesu jednomodowego [160–162]. Tutaj, ze względu na znaczne filtrowanie widmowe i wynikające z niego efektywne filtrowanie przestrzenne, źródło pracuje w režimie bliskim jednomodowemu. Mnożac powyższe prawdopodobieństwo przez częstość repetycji lasera pompującego otrzymujemy liczby czwórek generowanych w ciągu sekundy w falowodzie jako $N_{0,\max}^{(4)} = 2810$ i $N_{0,\min}^{(4)} = 312$, odpowiednio dla górnej i dolnej granicy wartości prawdopodobieństwa $P_{0,8nm}$. Polaryzacje fotonów czwórki możemy opisać symbolicznie jako HHVV. Ponieważ rozważamy przypadek detekcji jednakowych stanów polaryzacji $(H \ lub \ V)$ w obydwu ramionach układu, szansę dotarcia do detektorów będą miały tylko dwa fotony z czwórki. Liczbe rejestrowanych przez detektory koincydencji dla fotonów o jednakowych polaryzacjach uzyskujemy mnożac powyższe wartości przez kwadraty transmisji elementów układu (por. 4.4), kwadrat transmisji filtra interferencyjnego, iloczyn wydajności detektorów oraz przez czynnik 1/2 określający prawdopodobieństwo opuszczenia przez parę fotonów płytki światłodzielącej różnymi portami wyjściowymi. Dodatkowo, przyjmując do obliczeń wartość $N_{0,\max}^{(4)} = 2810$ obliczoną na podstawie górnej granicy wartości prawdopodobieństwa $P_{0,8nm}$, musimy uwzględnić niezidentyfikowane straty, których obecność została założona podczas obliczania górnego ograniczenia na wartość prawdopodobieństwa (por. rozdz. 4.2.5.1). Odpowiadający niezidentyfikowanym stratom współczynnik transmisji wynosi ok. 75% — szacowaną liczbę koincydencji musimy pomnożyć przez kwadrat tego współczynnika. Ostatecznie uzyskujemy dla początkowej liczby czwórek oszacowanej na podstawie maksymalnej wartości prawdopodobieństwa $N_{0,\max}^{(4)}$ ok. 20 koincydencji o jednakowych polaryzacjach na sekundę, a dla liczby czwórek $N_{0,\min}^{(4)}$ ok. 4 koincydencji na sekundę. Rzeczywista wartość leży najprawdopodobniej pomiędzy tymi dwiema skrajnymi wartościami. Podane wartości sa wartościami dla światłowodów wielomodowych. Dla światłowodów jednomodowych, ze względu na większe straty przy wprzeganiu wartości te należy zmniejszyć o ok. 40%.

Mierzone liczby zliczeń typu HH i VV mają wartość wyraźnie większą niż nawet maksymalne wartości obliczonego powyżej oszacowania — odpowiednio $88 \pm 3 \text{ s}^{-1}$ dla polaryzacji H oraz $52 \pm 2 \text{ s}^{-1}$ dla polaryzacji V. Różnic pomiędzy wartościami nie da się wytłumaczyć nawet przy założeniu najmniej korzystnej kumulacji niepewności wielkości używanych do obliczenia oszacowania. Widać, że czwórki fotonów powodują pewien przyczynek do obserwowanego sygnału, jednak jest on mniejszy niż obserwowany sygnał jednakowo spolaryzowanych par fotonów. Wskazuje to na obecność innego procesu, obok fluorescencji parametrycznej.

Jako podsumowanie powyższej analizy przedstawmy jeszcze wyniki pomiarów zależności liczby zliczeń typu HH i VV od mocy wiązki pompującej. Wyniki te umieszczone zostały na rys. 6.6, wraz z dopasowanymi zależnościami kwadratowymi. Na rysunku przedstawiono również wartości liczb liczeń oszacowane na podstawie prawdopodobieństw generacji pary fotonów na impuls. Jak widać obserwowane liczby zliczeń typu VV przy dużych mocach można prawdopodobnie wyjaśnić ich pochodzeniem od czwórek fotonów.



Rys. 6.6: Zależność liczby zliczeń typu HH (•) oraz VV (×) od mocy wiązki pompującej wprzęgniętej do falowodu P, wraz z dopasowanymi parabolami postaci $N = aP^2$. Przedstawiono również oszacowane maksymalne (linia przerywana) i minimalne (linia kropkowana) możliwe przyczynki do zliczeń od czwórek fotonów.

Dla zliczeń typu HH jest to niemożliwe, ze względu na ich duży nadmiar. W szczególności, czego nie widać na rysunku, rozbieżności pomiędzy przewidywanymi a mierzonymi liczbami zliczeń są proporcjonalnie największe dla niewielkich mocy pompy (< 0,5 mW). Może to wskazywać na obecność dodatkowego procesu, być może liniowego w mocy pompy, którego efekt dla wyższych mocy jest przysłaniany przez rosnący kwadratowo sygnał pochodzący od czwórek fotonów. Procesem liniowym w mocy pompy jest klasyczna fluorescencja [38, 59, 144].

6.4.2 Inne przyczyny

Pierwszym nasuwającym się kandydatem na proces wytwarzający pary jednakowo spolaryzowanych fotonów jest fluorescencja parametryczna I lub 0 typu. Zaobserwowano proces sumowania częstości I typu modu $01_{B'}$ wiązki pompującej do pary modów 01_H na długości fali 800,3 nm (por. tab. 3.3), a więc wytwarzający fotony w obserwowanym zakresie spektralnym. Jest to proces o wydajności poniżej 1% procesu podstawowego. Jego udział w generacji par był zaniedbywalny, gdyż proces I typu musi być pompowany wiazka niebieska o polaryzacji pionowej, a więc prostopadłej do używanej do pompowania procesu II typu. Przy jego niewielkiej wydajności ewentualna resztkowa pionowa składowa polaryzacyjna nie miała by możliwości wygenerowania obserwowanej liczby jednakowo spolaryzowanych par fotonów. Innym możliwym procesem generującym jednakowo spolaryzowane fotony jest klasyczna fluorescencja powodowana przez silną wiązkę pompującą w krysztale lub falowodzie PPKTP. Problem fluorescencji był wzmiankowany w literaturze dla próbek falowodów PPKTP starszej generacji [38, 59, 144]. Dla używanych próbek nowszej generacji procesy fluorescencji o nanosekundowych czasach zaniku najprawdopodobniej nie mają znacznego wkładu do sygnału koincydencji. Potwierdza to zaobserwowany brak zależności liczby rejestrowanych koincydencji od długości okna koincydencji, po skorygowaniu ze względu na koincydencje przypadkowe. Niemniej obserwacja ta nie wyklucza możliwości generacji niepożądanych fotonów przez krótkożyciowe procesy fluorescencyjne. Ich obecność wymaga dalszego zbadania, na przykład za pomocą czasoworozdzielczego zliczania pojedynczych fotonów z rozdzielczością pikosekundową.

6.5 Podsumowanie

Zrealizowano źródło polaryzacyjnie splątanych par fotonów oparte na wielomodowym falowodzie PPKTP, bez stosowania filtrowania przestrzennego. Złamano nierówność CHSH z parametrem $2,302 \pm 0,006$, co potwierdza generację stanu splątanego. Jest to jedna z nielicznych realizacji źródła par splątanych w polaryzacjach nie wykorzystująca bezpośredniego filtrowania przestrzennego za pomocą światłowodów jednomodowych. Jest to również pierwsza realizacja impulsowego źródła par splątanych polaryzacyjnie opartego na falowodzie PPKTP. Zmierzono widzialności polaryzacyjnej interferencji dwufotonowej, w szczególności porównano widzialności dla pomiarów z i bez filtrowania przestrzennego. Porównanie wyników pokazuje, że obserwowany spadek widzialności jest w większości spowodowany przyczynami innymi niż niedopasowanie modów przestrzennych fotonów pary. Jako częściową przyczynę spadku widzialności zidentyfikowano generację wielokrotnych par fotonów. Dokładna przyczyna pozostaje niewyjaśniona i wymaga dalszych badań.

Zakończenie

Podsumowanie

W pracy przedstawiłem szczegółową analizę procesów mieszania trzech fal w nieliniowym wielomodowym falowodzie PPKTP, w tym źródła par fotonów opartego na falowodowym procesie fluorescencji parametrycznej w nieliniowym. Omówiłem podstawy teoretyczne niezbędne do zrozumienia i opisu procesów nieliniowych $\chi^{(2)}$ w falowodzie. W szczególności podałem opis procesu sumowania częstości dla przypadku pól jednocześnie szerokopasmowych i wielomodowych; według mojej wiedzy w dostępnej literaturze ten przypadek nie został dotychczas przeanalizowany.

Szczegółowo zbadałem własności modów poprzecznych falowodu PPKTP, wykorzystując obliczenia numeryczne funkcji modowych oraz obserwując rozkłady natężenia odpowiadające poszczególnym modom poprzecznym falowodu. W tym celu zaimplementowałem metodę selektywnego wzbudzania modów poprzecznych falowodu. Opisałem własności symetrii modów falowodu i ich wpływ na wydajność falowodowych procesów mieszania trzech fal. Analiza struktury modów poprzecznych falowodu PPKTP, w szczególności modów wzbudzonych, w zakresie zawartym w tej pracy nie była dotychczas publikowana.

Przeprowadziłem dokładną analizę eksperymentalną sprzężenia pomiędzy warunkiem dopasowania fazowego w falowodzie PPKTP a modami poprzecznymi fal biorących udział w nieliniowym procesie mieszania trzech fal. Była to pierwsza opublikowana analiza dla procesu nieliniowego II typu [68]. Wykorzystałem w tym celu dwuwywmiarową spektroskopię sumowania częstości z rozdzielczością modów poprzecznych. Dokonałem pełnej interpretacji zmierzonych widm, przypisując obserwowanym sygnałom widmowym odpowiadające im trójki modów poprzecznych biorących udział w oddziaływaniu nieliniowym.

Uzyskane wyniki wykorzystałem do skonstruowania falowodowego źródła opertego na porcesie fluorescencji parametrycznej, wytwarzającego pary fotonów w czystych modach poprzecznych, bez stosowania filtrowania przestrzennego. Przeprowadziłem szczegółową analizę wydajności źródła par fotonów oraz obecnych w źródle i kanałach detekcji strat. Zidentyfikowałem rozbieżność pomiędzy znanymi źródłami strat a stratami wynikającym ze zmierzonych statystyk zliczeń fotonów, co sugeruje obecność obok fluorescencji parametrycznej innego procesu wytwarzającego do 25% obserwowanych fotonów. Uzyskana jasność źródła, 200 000 s⁻¹ par fotonów na 1 mW wiązki pompującej, 1 nm obserwowanego widma, dla 1 mm długości ośrodka nieliniowego jest porównywalna z najwyższymi dotychczas opublikowanymi.

Uzyskanie wysokiej czystości przestrzennej par fotonów fluorescencji parametrycznej wymagało selektywnego wprzęgania wiązki pompującej do modu podstawowego wielomodowego falowodu PPKTP. Opracowałem metodę selektywnego wprzęgania wiązki pompującej, uzyskując ponad 96% przekrycie wzbudzanego rozkładu pola elektrycznego z modem podstawowym falowodu. Czystość przestrzenną generowanych par fotonów potwierdziłem wykonując pomiary parametru jakości wiązki M^2 w trybie jednofotonowym [71]. Zastosowałem w tym celu metodę ostrzową, która pozwoliła na realizację pomiarów w trybie ko
incydencyjnym, odpowiednim dla fotonów sygnalizowanych. Było to pierwsze zastosowanie tej metody w trybie ko
incydencyjnym. Uzyskałem wartości parametru M^2 poniże
j $1,1\pm0,1,$ co świadczy o wysokiej czystości przestrzennej generowanych fotonów.

Wykorzystałem generowane pary fotonów w czystych modach przestrzennych do wytworzenia polaryzacyjnie splątanych par fotonów. Wytworzenie splątania potwierdzone zostało złamaniem nierówności Bella o ponad 50 odchyleń standardowych bez stosowania filtrowania przestrzennego za pomocą światłowodów jednomodowych. Jest to pierwsza realizacja źródła par splątanych opartego na procesie fluorescencji parametrycznej nie wykorzystująca filtrowania przestrzennego za pomocą światłowodów jednomodowych. Jest to również pierwsza realizacja źróła polaryzacyjnie splątanych par fotonów w falowodzie PPKTP działającego w trybie impulsowym.

Uzyskane wyniki potwierdzają możliwość szerokiego zastosowania źródeł par fotonów opartych na falowodzie PPKTP do inżynierii kwantowych stanów światła.

Perspektywy

Na zakończenie pracy omówię krótko perspektywy dalszych badań źródeł par fotonów opartych na falowodach PPKTP oraz możliwości ich zastosowań. Omówię możliwości wykorzystania falowodów w eksperymentach dotyczących kwantowego przesyłania informacji oraz metrologii kwantowej. Wymienię także technologiczne usprawnienia pozwalające poprawić parametry źródła.

Generacja fotonów w wyższych modach poprzecznych

Obecnie w dziedzinie kwantowego przetwarzania informacji intensywnie badane są możliwości równoległego wykorzystania różnych stopni swobody fotonu jako nośników informacji kwantowej [159, 163]. Należy do nich również mod poprzeczny fotonu [164, 165]. Przedstawiona metoda kontroli modów poprzecznych promieniowania fluorescencji parametrycznej może znaleźć zastosowanie w konstrukcji falowodowych źródeł par fotonów z kontrolą przestrzennego stopnia swobody. Jest to metoda ogólna, a więc stosuje się do ogólnej klasy słabo wielomodowych falowodów nieliniowych, nie tylko do PPKTP.

W szczególności warto zauważyć, że wyniki pomiarów dopasowania fazowego w falowodzie próbki A (o szerokości falowodu 4 µm) wskazują na możliwość łatwej generacji stanów splątanych w modach poprzecznych. Z danych zebranych w tabeli 3.2 wynika, że położenia widmowe funkcje dopasowania fazowego dla procesów $00_B \leftrightarrow 00_V + 01_H$ oraz $00_B \leftrightarrow 01_V + 00_H$ są rozsunięte o mniej niż 0,2 nm, a więc w znacznym stopni przekrywają się spektralnie. Metodą analogiczną do opisanej w rozdziale 3.6.2 możliwe jest wybranie obszaru łącznego widma par fotonów odpowiadającego jednoczesnej produkcji modów $(00_H, 01_V)$ oraz $(00_V, 01_H)$. Dla jednomodowej niebieskiej wiązki pompującej procesy prowadzące do generacji obu par są wzajemnie spójne. Zakładając, że procesy te są równie prawdopodobne, stwierdzamy, że po rozdzieleniu fotonów H i V na kostce polaryzującej można w ten sposób uzyskać źródło par fotonów splątanych w modach poprzecznych, wytwarzające stan dwufotonowy postaci [70]:

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|00_H, 01_V\rangle + e^{i\varphi} |01_H, 00_V\rangle \right).$$
 (6.19)

Warunkiem obserwacji splątania jest zapewnienie symetrii i nierozróżnialności funkcji falowych obu par fotonów poprzez odpowiednio wąskopasmowe filtrowanie widmowe.

Wytworzenie tego stanu nie jest zadaniem trudnym, gdyż wymaga jedynie użycia odpowiedniego filtrowania widmowego oraz wprzęgnięcia wiązki pompującej do modu podstawowego falowodu. Zadanie trudniejszym jest detekcja tego stanu, gdyż wymaga to zliczania fotonów z rodzielczością modów poprzecznych, w tym wykrywania superpozycji modów. W tym celu najczęściej używaną metodą jest zastosowanie dwuwymiarowych przestrzennych modulatorów światła (ang. *spatial light modulator*, SLM) do przetransformowania danego modu poprzecznego do modu wiązki gaussowskiej, który wykrywany jest poprzez sprzęganie do światłowodu jednomodowego [164]. Geometryczna asymetria modów falowodu PPKTP utrudnia (choć nie uniemożliwia) realizację takiego procesu detekcji. Ograniczeniem jakości generowanego splątania jest asymetria modów poprzecznych falowodu PPKTP ze względu na ich polaryzację (por. rys. 2.4). W związku z tym wskazane byłoby zastosowanie struktury falowodowej o większej symetrii i mniejszej anizotropii.

Źródło o dużej jasności

Wyniki przedstawione w rozdziałach 4 i 6 potwierdzają dużą jasność źródła. W połączeniu z możliwością uzyskania wąskiego spektralnie łącznego widma par fotonów poprzez zastosowanie długiego falowodu (co prowadzi do wąskiej spektralnie funkcji dopasowania fazowego) i wąskopasmowej wiązki pompującej daje to możliwość konstrukcji źródeł sygnalizowanych pojedynczych fotonów do zastosowania w interfejsach foton-atom, w szczególności w pamięciach kwantowych. Zrealizowane zostały już pierwsze eksperymenty wykorzystujące falowody PPKTP w tym celu [137, 166], jednak pole do dalszych badań w tym zakresie jest bardzo szerokie, ze względu na konieczność dopasowania parametrów źródła do konkretnych realizacji pamięci kwantowych.

Duża jasność źródła w połączeniem z użyciem nierównomiernego dopasowania fazowego w celu poszerzenia widma generowanego promieniowania [97,167] może również znaleźć zastosowanie w generacji szerokopasmowych pojedynczych fotonów, przydatnych w zastosowaniach metrologicznych [168].

Oszacowania podane w rozdziale 6.4.1 (por. rys. 6.6) pokazują, że źródło nawet przy niewielkich mocach wiązki pompującej wytwarza znaczne liczby czwórek fotonów, dzięki czemu może zostać wykorzystane do przygotowywania wielofotonowych stanów kwantowych [169]. Do wydajnego wytwarzania czwórek fotonów konieczne jest użycie impulsowej wiązki pompującej [161], co sprawia, że wyniki uzyskane w tej pracy bardzo dobrze odnoszą się do tego zagadnienia.

Dalsza charakteryzacja i optymalizacja źródła

Konieczna jest dalsza analiza przyczyny obecności jednakowo spolaryzowanych par fotonów, zaobserwowanych podczas analizy polaryzacyjnie splątanych par fotonów opisanej w rozdziale 6. Należałoby w tym celu przeprowadzić pomiary zliczania fotonów z pikosekundową rozdzielczością czasową w celu stwierdzenia obecności procesów fluorescencyjnych, również w połączeniu z pomiarami łącznego widma par fotonów. Ponadto konieczny jest pomiar statystyki poczwórnych koincydencji w celu bezpośredniego pomiaru liczby generowanych czwórek fotonów.

W szczególności należy odpowiedzieć na pytanie, czy jest to ogólna cecha falowodów PPKTP, czy jedynie specyficzna charakterystyka posiadanych próbek, poprzez wykonanie analogicznych pomiarów dla próbek z różnych partii produkcyjnych lub od różnych dostawców.

Poprawa jasności i zmniejszenie strat skonstruowanego źródła jest możliwe poprzez usprawnienie szeregu elementów używanego układu doświadczalnego, w tym użycie obiektywów i filtrów interferencyjnych o większej transmisji. Istotny źródłem strat są straty fresnelowskie na granicy KTP-powietrze — konieczne byłoby tu zastosowanie odpowiednich pokryć antyrefleksyjnych, bądź pominięcie etapu propagacji światła w powietrzu poprzez wprzęganie i wyprzęganie światła bezpośrednio do/z światłowodów, przy użyciu odpowiedniej cieczy immersyjnej.

Zastosowanie wprzęgania wiązki pompującej bezpośrednio ze światłowodu jednomodowego o odpowiednio dobranym rozmiarze rdzenia pozwoliłoby na czystsze wzbudzanie modu podstawowego, co pozwoliłoby usunąć resztkową obecność wyższych modów poprzecznych w generowanych parach fotonów.

Poprawa jakości splątania, po wyeliminowaniu niepożądanych par o jednakowych polaryzacjach, jest możliwa dzięki użyciu lepiej dobranego filtra interferencyjnego oraz wprowadzeniu kompensacji dyspersji prędkości grupowej. W dalszej perspektywie pożądana byłaby optymalizacja geometrii falowodu, w celu zwiększenia wzajemnej symetrii modów o prostopadłych polaryzacjach. Po usprawnieniu tych aspektów możliwa byłaby konstrukcja źródła polaryzacyjnie splątanych par fotonów w konfiguracji Sagnaca [57,58], nie opierająca się bezpośrednio na postselekcji, jak w przypadku splątania typu Shiha-Alleya.

Pożądane byłoby również skonstruowanie struktury o większej symetrii funkcji modowych w kierunku pionowym. Należałoby tu rozważyć możliwość zagrzebania falowodu pod powierzchnią kryształu, np. poprzez zastosowanie metody odwrotnej wymiany jonów [170, 171].

Bibliografia

- E. Schrödinger. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. Naturwissenschaften, 23:807–812, 823–828, 844–849, 1935.
- [2] E. Schrödinger. Discussion of probability relations between separated systems. Proc. Cambridge Philos. Soc., 35:555, 1935.
- [3] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777–780, 1935.
- [4] R. J. Glauber. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.*, 130:2529–2539, 1963.
- [5] L. Mandel, E. Wolf. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press, 1995.
- [6] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. Nature, 187:493–494, 1960.
- [7] H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel. Photon antibunching in resonance fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 39:691–695, 1977.
- [8] F. Diedrich, H. Walther. Nonclassical radiation of a single stored ion. *Phys. Rev. Lett.*, 58:203–206, 1987.
- [9] 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– 94, 1982.
- [10] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390:575–579, 1997.
- [11] C. H. Bennett, G. Brassard. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing, wolumen 175, strony 175–179. Bangalore, Indie, 1984.
- [12] A. K. Ekert. Quantum cryptography based on Bell's theorem. Phys. Rev. Lett., 67(6):661, 1991.
- [13] V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone. Quantum metrology. Phys. Rev. Lett., 96:010401, 2006.
- [14] P. Kok, H. Lee, J. P. Dowling. Creation of large-photon-number path entanglement conditioned on photodetection. *Phys. Rev. A*, 65:052104, 2002.
- [15] D. Deutsch. Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer. Proc. R. Soc. A, 400:97–117, 1985.
- [16] P. W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. SIAM J. Comput., 26:1484–1509, 1997.
- [17] R. P. Feynman. Simulating physics with computers. Int. J. Theor. Phys., 21:467–488, 1982.
- [18] B. P. Lanyon, J. D. Whitfield, G. G. Gillett, M. E. Goggin, M. P. Almeida, I. Kassal, J. D. Biamonte, M. Mohseni, B. J. Powell, M. Barbieri, A. Aspuru-Guzik, A. G. White. Towards quantum chemistry on a quantum computer. *Nature Chem.*, 2:106–111, 2010.
- [19] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, J. L. O'Brien. Quantum computers. *Nature*, 464:45–53, 2010.

- [20] M. Steffen. Superconducting qubits are getting serious. *Physics*, 4:103, 2011.
- [21] H. Häffner, C. F. Roos, R. Blatt. Quantum computing with trapped ions. Phys. Rep., 469:155–203, 2008.
- [22] A. V. Sergienko, G. S. Jaeger. Quantum information processing and precise optical measurement with entangled-photon pairs. *Contemp. Phys.*, 44:341–356, 2003.
- [23] J. L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković. Photonic quantum technologies. Nature Photon., 3:687–695, 2009.
- [24] idQuantique (Szwajcaria), http://www.idquantique.com, MagiQ Technologies (USA), http://www.magiqtech.com.
- [25] LIGO Scientific Collaboration, J. Abadie, B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. Abernathy, C. Adams, R. Adhikari, C. Affeldt, B. Allen, et al. A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit. *Nature Phys.*, 7:962–965, 2011.
- [26] M. Aspelmeyer, T. Jennewein, M. Pfennigbauer, W. Leeb, A. Zeilinger. Long-distance quantum communication with entangled photons using satellites. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 9:1541–1551, 2003.
- [27] H. J. Kimble. The quantum internet. Nature, 453:1023–1030, 2008.
- [28] P. Kumar, P. Kwiat, A. Migdall, S. W. Nam, J. Vučković, F. N. C. Wong. Photonic technologies for quantum information processing. *Quantum Inf. Process.*, 3:215–231, 2004. 10.1007/s11128-004-3102-4.
- [29] S. A. Castelletto, R. E. Scholten. Heralded single photon sources: a route towards quantum communication technology and photon standards. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 41:181–194, 2008.
- [30] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S. V. Polyakov. Single-photon sources and detectors. *Rev. Sci. Instr.*, 82:071101, 2011.
- [31] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, V. Thierry-Mieg. Single-mode solidstate single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, 79:2865, 2001.
- [32] A. Dousse, J. Suffczyński, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, P. Senellart. Ultrabright source of entangled photon pairs. *Nature*, 466:217–220, 2010.
- [33] T. M. Babinec, B. J. M. Hausmann, M. Khan, Y. Zhang, J. R. Maze, P. R. Hemmer, M. Lončar. A diamond nanowire single-photon source. *Nature Nanotech.*, 5:195–199, 2010.
- [34] D. C. Burnham, D. L. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 25:84–87, 1970.
- [35] Y. H. Shih, C. O. Alley. New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2921– 2924, 1988.
- [36] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, Y. Shih. New highintensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 75:4337, 1995.
- [37] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, P. H. Eberhard. Ultrabright source of polarization-entangled photons. *Phys. Rev. A*, 60:R773–R776, 1999.
- [38] A. B. U'Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I. A. Walmsley. Efficient conditional preparation of high-fidelity single photon states for fiber-optic quantum networks. *Phys. Rev. Lett.*, 93:093601, 2004.
- [39] R. G. Hunsperger. Integrated Optics. Theory and Technology. Springer, 2009.
- [40] A. Politi, J. Matthews, M. G. Thompson, J. L. O'Brien. Integrated quantum photonics. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 15:1673–1684, 2009.

- [41] B. J. Smith, D. Kundys, N. Thomas-Peter, P. G. R. Smith, I. A. Walmsley. Phase-controlled integrated photonic quantum circuits. *Opt. Expr.*, 17:13516, 2009.
- [42] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, D. B. Ostrowsky. On the genesis and evolution of integrated quantum optics. *Laser & Photon. Rev.*, 6:115–143, 2012.
- [43] G. Smith. Phase matching in four-layer optical waveguides. IEEE J. Quantum Electron., 4:288–289, 1968.
- [44] L. Kuhn. Nonlinear optics with finite geometry. IEEE J. of Quantum Electron., 5:383–384, 1969.
- [45] P. K. Tien. Light waves in thin films and integrated optics. Appl. Opt., 10:2395–2413, 1971.
- [46] G. I. Stegeman, C. T. Seaton. Nonlinear integrated optics. J. Appl. Phys., 58:57, 1985.
- [47] G. I. Stegeman, R. H. Stolen. Waveguides and fibers for nonlinear optics. J. Opt. Soc. Am. B, 6:652–662, 1989.
- [48] E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer. Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide. *Electron. Lett.*, 25:174–175, 1989.
- [49] J. D. Bierlein, D. B. Laubacher, J. B. Brown, C. J. van der Poel. Balanced phase matching in segmented KTiOPO₄ waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 56:1725–1727, 1990.
- [50] C. J. van der Poel, J. D. Bierlein, J. B. Brown, S. Colak. Efficient type I blue second-harmonic generation in periodically segmented KTiOPO₄ waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 57:2074–2076, 1990.
- [51] S. Tanzilli, W. Tittel, H. de Riedmatten, H. Zbinden, P. Baldi, M. de Micheli, D. B. Ostrowsky, N. Gisin. PPLN waveguide for quantum communication. *Eur. Phys. J. D*, 18:155–160, 2002.
- [52] G. Fujii, N. Namekata, M. Motoya, S. Kurimura, S. Inoue. Bright narrowband source of photon pairs at optical telecommunication wavelengths using a type-II periodically poled lithium niobate waveguide. *Opt. Express*, 15:12769, 2007.
- [53] D. N. Nikogosyan. Nonlinear optical crystals: a complete survey. Springer, 2005.
- [54] K. S. Buritskii, E. M. Dianov, V. A. Maslov, V. A. Chernykh, E. A. Shcherbakov. Determination of the optical damage threshold of Rb-activated KTP waveguides. *Sov. J. Quantum Electron.*, 21:647–648, 1991.
- [55] J. P. Torres, K. Banaszek, I. A. Walmsley. Engineering nonlinear optic sources of photonic entanglement. *Progress in Optics*, 56:227–325, 2011.
- [56] R. W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, wydanie 2, 2003.
- [57] C. E. Kuklewicz, M. Fiorentino, G. Messin, F. N. Wong, J. H. Shapiro. High-flux source of polarization-entangled photons from a periodically poled KTiOPO₄ parametric downconverter. *Phys. Rev. A*, 69:013807, 2004.
- [58] 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.
- [59] M. Fiorentino, S. M. Spillane, R. G. Beausoleil, T. D. Roberts, P. Battle, M. W. Munro. Spontaneous parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals. *Opt. Express*, 15:7479–7488, 2007.
- [60] M. G. Roelofs, A. Suna, W. Bindloss, J. D. Bierlein. Characterization of optical waveguides in KTiOPO₄ by second harmonic spectroscopy. J. Appl. Phys., 76:4999–5006, 1994.
- [61] T. Zhong, F. N. C. Wong, T. D. Roberts, P. Battle. High performance photon-pair source based on a fiber-coupled periodically poled KTiOPO₄ waveguide. *Opt. Express*, 17:12019– 12030, 2009.

- [62] Y. Wang, V. Petrov, Y. J. Ding, Y. Zheng, J. B. Khurgin, W. P. Risk. Ultrafast generation of blue light by efficient second-harmonic generation in periodically-poled bulk and waveguide potassium titanyl phosphate. *Appl. Phys. Lett.*, 73:873, 1998.
- [63] K. A. Fedorova, M. A. Cataluna, P. R. Battle, C. M. Kaleva, I. L. Krestnikov, D. A. Livshits, E. U. Rafailov. Orange light generation from a PPKTP waveguide end pumped by a CW quantum-dot tunable laser diode. *Appl. Phys. B.-Lasers Opt.*, 103:528, 2010.
- [64] M. E. Anderson, M. Beck, M. G. Raymer, J. D. Bierlein. Quadrature squeezing with ultrashort pulses in nonlinear-optical waveguides. *Opt. Lett.*, 20:620–622, 1995.
- [65] K. Banaszek, A. B. U'Ren, I. A. Walmsley. Generation of correlated photons in controlled spatial modes by downconversion in nonlinear waveguides. *Opt. Lett.*, 26:1367–1369, 2001.
- [66] M. Avenhaus, M. V. Chekhova, L. A. Krivitsky, G. Leuchs, C. Silberhorn. Experimental verification of high spectral entanglement for pulsed waveguided spontaneous parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 79:043836, 2009.
- [67] A. Eckstein, A. Christ, P. J. Mosley, C. Silberhorn. Highly efficient single-pass source of pulsed single-mode twin beams of light. *Phys. Rev. Lett.*, 106:013603, 2011.
- [68] M. Karpiński, C. Radzewicz, K. Banaszek. Experimental characterization of three-wave mixing in a multimode nonlinear KTiOPO₄ waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 94:181105, 2009.
- [69] A. Christ, K. Laiho, A. Eckstein, T. Lauckner, P. J. Mosley, C. Silberhorn. Spatial modes in waveguided parametric down-conversion. *Phys. Rev. A*, 80:033829, 2009.
- [70] P. J. Mosley, A. Christ, A. Eckstein, C. Silberhorn. Direct measurement of the spatialspectral structure of waveguided parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 103:233901, 2009.
- [71] M. Karpiński, C. Radzewicz, K. Banaszek. Dispersion-based control of modal characteristics for parametric down-conversion in a multimode waveguide. *Opt. Lett.*, 37:878–880, 2012.
- [72] K. Kato, E. Takaoka. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP. Appl. Opt., 41:5040–5044, 2002.
- [73] A. W. Snyder, J. D. Love. Optical waveguide theory. Chapman & Hall, 1991.
- [74] R. J. Black, L. Gagnon. Optical waveguide modes polarization, coupling, and symmetry. McGraw Hill, 2010.
- [75] J. Petykiewicz. Podstawy fizyczne optyki scalonej. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, 1989.
- [76] R. Andrews. Crystal symmetry effects on nonlinear optical processes in optical waveguides. IEEE J. Quantum Electron., 7:523–529, 1971.
- [77] D. Marcuse. Light Transmission Optics. Van Nostrand Reinhold Company, 1972.
- [78] E. A. J. Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. Bell Syst. Tech. J., 48:2071–2102, 1969.
- [79] D. Marcuse. Theory of Optical Dielectric Waveguides. Academic Press, 1974.
- [80] R. A. Steinberg, T. G. Giallorenzi. Modal fields of anisotropic channel waveguides. J. Opt. Soc. Am., 67:523–533, 1977.
- [81] G. B. Hocker, W. K. Burns. Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. Appl. Opt., 16:113–118, 1977.
- [82] A. Kumar, K. Thyagarajan, A. K. Ghatak. Analysis of rectangular-core dielectric waveguides: an accurate perturbation approach. Opt. Lett., 8:63–65, 1983.
- [83] S.-T. Peng, A. A. Oliner. Guidance and leakage properties of a class of open dielectric waveguides. Part I – Mathematical formulations. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 29:843–855, 1981.

- [84] A. A. Oliner, S.-T. Peng, T.-I. Hsu, A. Sanchez. Guidance and leakage properties of a class of open dielectric waveguides. II – New physical effects. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, 29:855–869, 1981.
- [85] J. Čtyroký, M. Čada. Guided and semileaky modes in anisotropic optical waveguides of the LiNbO₃ type. Opt. Commun., 27:353–357, 1978.
- [86] Allan W. Snyder, Frank Rühl. Single-mode, single-polarization fibers made of birefringent material. J. Opt. Soc. Am., 73:1165–1174, 1983.
- [87] A. B. Sotsky, L. I. Sotskaya. Leaky modes of channel waveguides with uniaxial anisotropy. Opt. Quantum Electron., 31:733–749, 1999.
- [88] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7:118, 1961.
- [89] D. A. Kleinman. Nonlinear dielectric polarization in optical media. Phys. Rev., 126:1977– 1979, 1962.
- [90] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, C. M. Savage. Effects of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 8:21–22, 1962.
- [91] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Phys. Rev.*, 127:1918–1939, 1962.
- [92] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, M. Kato, H. Sato. Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation. *IEEE J. of Quantum Elect.*, 30:1596– 1604, 1994.
- [93] N. E. Yu, S. Kurimura, K. Kitamura. Higher-order quasi-phase matched second harmonic generation in periodically poled MgO-doped stoichiometric LiTaO₃. J. Korean Phys. Soc., 47:636–639, 2005.
- [94] B. Jaskorzyńska, G. Arvidsson, F. Laurell. Periodic structures for phase-matching in second harmonic generation in titanium lithium niobate waveguides. Proc. SPIE, 651:221–228, 1986.
- [95] T. Suhara, H. Nishihara. Theoretical analysis of waveguide second-harmonic generation phase matched with uniform and chirped gratings. *IEEE J. Quantum Elect.*, 26:1265–1276, 1990.
- [96] S. Helmfrid, G. Arvidsson. Influence of randomly varying domain lengths and nonuniform effective index on second-harmonic generation in quasi-phase-matching waveguides. J. Opt. Soc. Am. B, strony 797–804, 1991.
- [97] A. M. Brańczyk, A. Fedrizzi, T. M. Stace, T. C. Ralph, A. G. White. Engineered optical nonlinearity for quantum light sources. *Opt. Express*, 19:55–65, 2011.
- [98] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe. First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. Appl. Phys. Lett., 62:435–436, 1993.
- [99] Q. Chen, W. P. Risk. Periodic poling of KTiOPO₄ using an applied electric field. *Electron. Lett.*, 30:1516–1517, 1994.
- [100] H. Karlsson, F. Laurell. Electric field poling of flux grown KTiOPO₄. Appl. Phys. Lett., 71:3474–3476, 1997.
- [101] M. C. Gupta, W. P. Risk, A. C. G. Nutt, S. D. Lau. Domain inversion in KTiOPO₄ using electron beam scanning. *Appl. Phys. Lett.*, 63:1167–1169, 1993.
- [102] Magel, G. A. and Fejer, M. M., and Byer, R. L. Quasi phase matched second-harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO₃. Appl. Phys. Lett., 56:108–110, 1990.
- [103] T. Rozzi. Modal analysis for nonlinear processes in optical and quasi-optical waveguides. IEEE J. Quantum Electron., 6:539–546, 1970.
- [104] E. Conwell. Theory of second-harmonic generation in optical waveguides. IEEE J. Quantum Electron., 9:867–879, 1973.

- [105] A. P. Baronavski, H. D. Ladouceur, J. K. Shaw. Analysis of cross correlation, phase velocity mismatch and group velocity mismatches in sum-frequency generation. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29:580–589, 1993.
- [106] D. B. Anderson, J. T. Boyd, J. D. McMullen. Dielectric waveguide phasematching of infrared parametric interactions. J. Fox, redaktor, *Proceedings of the Symposium on Submillimeter Waves*, wolumen 20, strony 191–210. Polytechnic Institute of Brooklyn Press, Nowy Jork, USA, 1971.
- [107] D. B. Anderson, J. T. Boyd. Wideband CO₂ laser second harmonic generation phase matched in GaAs thin-film waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 19:266–268, 1971.
- [108] P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin. Optical second harmonic generation in form of coherent Cerenkov radiation from a thin-film waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 17:447–450, 1970.
- [109] L. Li, J. J. Burke. Linear propagation characteristics of periodically segmented waveguides. Opt. Lett., 17:1195–1197, 1992.
- [110] T. Isoshima, K. Tada. Local normal-mode analysis of second harmonic generation in a periodic waveguide. *IEEE J. Quantum Electron.*, 33:164–175, 1997.
- [111] W. H. Louisell, A. Yariv, A. E. Siegman. Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I. Phys. Rev., 124:1646–1654, 1961.
- [112] J. P. Gordon, W. H. Louisell, L. R. Walker. Quantum fluctuations and noise in parametric processes. II. Phys. Rev., 129:481–485, 1963.
- [113] W. G. Wagner, R. W. Hellwarth. Quantum noise in a parametric amplifier with lossy modes. *Phys. Rev.*, 133:A915–A920, 1964.
- [114] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer. Observation of tunable optical parametric fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 18:732–734, 1967.
- [115] D. L. Weinberg. Observation of optical parametric noise pumped by a mercury lamp. J. Appl. Phys., 41:4239, 1970.
- [116] G. Tamošauskas, J. Galinis, A. Dubietis, A. Piskarskas. Observation of spontaneous parametric down-conversion excited by high brightness blue LED. Opt. Express, 18:4310, 2010.
- [117] J. Galinis, M. Karpiński, G. Tamošauskas, K. Dobek, A. Piskarskas. Photon coincidences in spontaneous parametric down-converted radiation excited by a blue LED in bulk LiIO₃ crystal. Opt. Express, 191:10351, 2011.
- [118] D. Bouwmeester, A. K. Ekert, A. Zeilinger. The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Springer, 2010.
- [119] D. F. Walls, G. J. Milburn. Quantum Optics. Springer, 2010.
- [120] W. P. Grice, I. A. Walmsley. Spectral information and distinguishability in type-II downconversion with a broadband pump. *Phys. Rev. A*, 56:1627–1634, 1997.
- [121] P. M. Leung, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph. Spectral effects of strong $\chi^{(2)}$ nonlinearity for quantum processing. *Phys. Rev. A*, 79:042307, 2009.
- [122] S. M. Spillane, M. Fiorentino, R. G. Beausoleil. Spontaneous parametric down conversion in a nanophotonic waveguide. *Opt. Express*, 15:8770–8780, 2007.
- [123] K. S. Buritskii, E. M. Dianov, V. A. Maslov, V. A. Chernykh, E. A. Shcherbakov. Detection of the optical anisotropy in KTP:Rb waveguides. *Sov. J. Quantum Electron.*, 20:1280–1281, 1990.
- [124] J. D. Bierlein, A. Ferretti, L. H. Brixner, W. Y. Hsu. Fabrication and characterization of optical waveguides in KTiOPO₄. Appl. Physs. Lett., 50:1216–1218, 1987.
- [125] A. Christ, C. Silberhorn. Doniesienie prywatne, 2012.
- [126] K. Kawano, T. Kitoh. Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equation and the Schrödinger Equation. John Wiley & Sons, 2004.

- [127] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, S. Helfert. Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 6:150–162, 2000.
- [128] A. B. Fallahkhair, K. S. Li, T. E. Murphy. Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides. J. Lightwave Tech., 26:1423–1431, 2008.
- [129] E. M. Conwell. Modes in optical waveguides formed by diffusion. Appl. Phys. Lett., 23:328– 329, 1973.
- [130] P. Bienstman, S. Selleri, L. Rosa, H. Uranus, W. Hopman, R. Costa, A. Melloni, L. Andreani, J. Hugonin, P. Lalanne, D. Pinto, S. Obayya, M. Dems, K. Panajotov. Modelling leaky photonic wires: A mode solver comparison. *Opt. Quantum Electron.*, 38:731–759, 2006.
- [131] E. Snitzer, H. Osterberg. Observed dielectric waveguide modes in the visible spectrum. J. Opt. Soc. Am., 51:499–505, 1961.
- [132] W. K. Burns, G. B. Hocker. End fire coupling between optical fibers and diffused channel waveguides. Appl. Opt., 16:2048–2050, 1977.
- [133] G. Arvidsson, B. Jaskorzyńska. Periodically domain-inverted waveguides in lithium niobate for second harmonic generation: influence of the shape of the domain boundary on the conversion efficiency. *International conference on materials for non-linear and electro-optics*, wolumen 103, 1989.
- [134] S. Emanueli, A. Arie. Temperature-dependent dispersion equations for KTiOPO₄ and KTiOAsO₄. Appl. Opt., 42:6661–6665, 2003.
- [135] T. Zhong, X. Hu, F. N. C. Wong, K. K. Berggren, T. D. Roberts, P. Battle. High-quality fiber-optic polarization entanglement distribution at 1.3 µm telecom wavelength. *Opt. Lett.*, 2010.
- [136] K. Laiho, K. N. Cassemiro, D. Gross, C. Silberhorn. Probing the negative wigner function of a pulsed single photon point by point. *Phys. Rev. Lett.*, 105:253603, 2010.
- [137] C. Clausen, I. Usmani, F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, N. Gisin. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, 469:508–511, 2011.
- [138] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2044–2046, 1987.
- [139] P. J. Mosley, J. S. Lundeen, B. J. Smith, P. Wasylczyk, A. B. U'Ren, C. Silberhorn, I. A. Walmsley. Heralded generation of ultrafast single photons in pure quantum states. *Phys. Rev. Lett.*, 100:133601, 2008.
- [140] M. Eibl, S. Gaertner, M. Bourennane, C. Kurtsiefer, M. Żukowski, H. Weinfurter. Experimental observation of four-photon entanglement from parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 90:200403, 2003.
- [141] R. H. Hadfield. Single-photon detectors for optical quantum information applications. Nature Photon., 3:696–705, 2009.
- [142] D. N. Kłyszko. Ob ispolzowanii dwuchfotonnogo swieta dla absolutnoj kalibrowki fotoelektriczeskich detektorow. Kwantowaja Elektron., 7:1932–1940, 1980.
- [143] J. G. Rarity, K. D. Ridley, P. R. Tapster. Absolute measurement of detector quantum efficiency using parametric downconversion. *Appl. Opt.*, 26:4616–4619, 1987.
- [144] A. B. U'Ren, C. Silberhorn, J. L. Ball, K. Banaszek, I. A. Walmsley. Characterization of the nonclassical nature of conditionally prepared single photons. *Phys. Rev. A*, 72:021802, 2005.
- [145] PN-EN ISO 11146, Lasery i sprzęt laserowy Metody badania parametrów wiązki laserowej – Szerokości wiązki, kąt rozbieżności i współczynnik propagacji wiązki, 2005.
- [146] A. E. Siegman. How to (maybe) measure laser beam quality. M. Dowley, redaktor, DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues, OSA Trends in Optics and Photonics, strona MQ1. Optical Society of America, 1998.

- [147] J. S. Bell. On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Physics*, 1:195–200, 1964.
- [148] S. J. Freedman, J. F. Clauser. Experimental test of local hidden-variable theories. Phys. Rev. Lett., 28:938–941, 1972.
- [149] J.-W. Pan, Z.-B. Chen, C.-Y. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, M. Żukowski. Multi-photon entanglement and interferometry. ArXiv quant-ph 0805.2853, 2008.
- [150] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer, H. Weinfurter. Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, 96:030404, 2006.
- [151] W. Rosenfeld, J. Hofmann, N. Ortegel, M. Krug, L. Gerard, F. Henkel, M. Weber, H. Weinfurter. Entangling two remote Rb-87 atoms. *Research in Optical Sciences, OSA Technical Digest*, strona QW2B.3. Optical Society of America, 2012.
- [152] K. C. Lee, M. R. Sprague, B. J. Sussman, J. Nunn, N. K. Langford, X.-M. Jin, T. Champion, P. Michelberger, K. F. Reim, D. England, D. Jaksch, I. A. Walmsley. Entangling macroscopic diamonds at room temperature. *Science*, 334:1253, 2011.
- [153] K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, T. Fernholz, B. M. Nielsen, M. Owari, M. B. Plenio, A. Serafini, M. M. Wolf, E. S. Polzik. Quantum memory for entangled continuous-variable states. *Nature Phys.*, 7:13–16, 2011.
- [154] R. Blatt, D. Wineland. Entangled states of trapped atomic ions. Nature, 453:1008–1015, 2008.
- [155] L. Ma, O. Slattery, T. Chang, X. Tang. Non-degenerated sequential time-bin entanglement generation using periodically poled KTP waveguide. Opt. Express, 17:15799–15807, 2009.
- [156] F. N. C. Wong. Time-energy entangled waveguide source for high dimensional QKD. Laser Science, strona LTuF4. Optical Society of America, 2011.
- [157] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, R. A. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, 23:880–884, 1969.
- [158] S. J. van Enk, N. Lütkenhaus, H. J. Kimble. Experimental procedures for entanglement verification. *Phys. Rev. A*, 75:052318, 2007.
- [159] I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, V. Scarani, H. Zbinden, N. Gisin. Time-bin entangled qubits for quantum communication created by femtosecond pulses. *Phys. Rev. A*, 66:062308, 2002.
- [160] H. de Riedmatten, V. Scarani, I. Marcikic, A. Acín, W. Tittel, H. Zbinden, N. Gisin. Two independent photon pairs versus four-photon entangled states in parametric down conversion. *J. Mod. Opt.*, 51:1637–1649, 2004.
- [161] M. Zukowski, A. Zeilinger, H. Weinfurter. Entangling photons radiated by independent pulsed sources. D. M. Greenberger, A. Zeilinger, redaktor, *Fundamental Problems in Quantum Theory*, wolumen 755 serii Ann. New York Acad. Sci., strona 91, 1995.
- [162] A. Lamas-Linares, J. C. Howell, D. Bouwmeester. Stimulated emission of polarizationentangled photons. *Nature*, 412:887–890, 2001.
- [163] A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger. Experimental two-photon, three-dimensional entanglement for quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 89:240401, 2002.
- [164] A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons. *Nature*, 412:313–316, 2001.
- [165] J. T. Barreiro, T.-C. Wei, P. G. Kwiat. Beating the channel capacity limit for linear photonic superdense coding. *Nature Phys.*, 4:662, 2008.
- [166] I. Usmani, C. Clausen, F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, N. Gisin. Heralded quantum entanglement between two crystals. *Nature Photon.*, 6:234–237, 2012.

- [167] M. B. Nasr, S. Carrasco, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, J. P. Torres, L. Torner, D. S. Hum, M. M. Fejer. Ultrabroadband biphotons generated via chirped quasi-phasematched optical parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 100:183601, 2008.
- [168] A. Fraine, O. Minaeva, D. S. Simon, R. Egorov, A. V. Sergienko. Evaluation of polarization mode dispersion in a telecommunication wavelength selective switch using quantum interferometry. *Opt. Express*, 20:2025, 2012.
- [169] A. M. Brańczyk, T. C. Ralph, W. Helwig, C. Silberhorn. Optimized generation of heralded Fock states using parametric down-conversion. New J. Phys., 12:063001, 2010.
- [170] M. Seki, H. Hashizume, R. Sugawara. Two-step purely thermal ion-exchange technique for single-mode waveguide devices in glass. *Electron. Lett.*, 24:1258–1259, 1988.
- [171] Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, T. M. Morozova, F. Caccavale, F. Gonella, F. Segato. Reverse proton exchange for buried waveguides in LiNbO₃. J. Opt. Soc. Am. A, 15:1838– 1842, 1998.