UNIWERSYTET WARSZAWSKI

Wydział Fizyki

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr Paweł Tadeusz Wnuk

Optyczny wzmacniacz parametryczny - źródło femtosekundowych impulsów światła dużej mocy

Promotor prof. dr hab. Czesław Radzewicz

Recenzenci prof. dr hab. inż. Henryk Fiedorowicz prof. dr hab. Tadeusz Stacewicz .

Podziękowania

Powstanie niniejszej rozprawy doktorskiej zawdzięczam merytorycznej opiece oraz ciągłej inspiracji ze strony prof. dr hab. Czesława Radzewicza, któremu niniejszym składam gorące podziękowania.

Dziękuję również koleżankom i kolegom z grupy badawczej Laboratorium Procesów Ultraszybkich za wspólną pracą nad licznymi projektami oraz za wiele inspirujących dyskusji.

W szczególności chciałbym podziękować dyrekcji Instytutu Chemii Fizycznej PAN za okazaną gościnność oraz umożliwienie pracy na wysokiej klasy sprzęcie laboratoryjnym w Centrum Laserowym, gdzie realizowana była główna część niniejszego doktoratu.

Szczególne podziękowania kieruję w stronę dr Yuriya Stepanenki (Centrum Laserowe, ICHF PAN) za niezliczoną liczbę godzin spędzonych wspólnie na dyskusjach oraz wspólnej pracy doświadczalnej przy budowie wzmacniaczy parametrycznych. W szczególności wdzięczny jestem za codzienne i bezinteresowne dzielenie się wiedzą i niesioną pomoc, dzięki którym rozprawa mogła powstać w obecnym kształcie.

Duże podziękowania należą się także pozostałym kolegom z Centrum Laserowego: Bartkowi Białkowskiemu, Michałowi Nejbauerowi oraz Piotrkowi Skibińskiemu za stworzenie przyjaznej atmosfery pracy oraz wszelką okazaną pomoc podczas realizacji niemniejszego doktoratu.

Wyrazy wdzięczności kieruje w również w stronę moich Rodziców, którzy zawsze wspierali mnie w drodze do poznania świata.

Niniejszą pracę dedykuje mojej żonie Kindze oraz córeczce Kalinie.

"Nauka nie jest i nigdy nie będzie zamkniętą księgą. Każdy istotny krok naprzód pociąga za sobą nowe zagadnienia. Każdy postęp ujawnia po pewnym czasie nowe i głębsze trudności."

Albert Einstein, Leopold Infeld

Spis treści

W	Wprowadzenie 1				
1	Procesy parametryczne				
	1.1	Oddziaływanie światła z materia	5		
	1.2	Nieliniowa polarvzacja ośrodka	7		
	1.3	Dopasowanie fazowe	10		
	1.4	Mieszanie trzech fal - sprzężone równania falowe	16		
2	Parametryczne wzmacnianie - wzmacniacz nienasycony 23				
	2.1	Konfiguracja współliniowa	23		
	2.2	Konfiguracja niewspółliniowa	26		
	2.3	Wyniki symulacji IR	29		
	2.4	Analiza wyboru kryształu	35		
	2.5	Wyniki symulacji UV	38		
3	Parametryczne wzmacnianie - przelewanie energii				
	3.1	Interpretacja sprzężonych równań falowych	46		
	3.2	Znaczenie niedopasowania fazowego	51		
	3.3	Analiza stabilności wzmacniacza parametrycznego	53		
	3.4	Wzmocnienie parametryczne w obecności strat $\ \ldots\ \ldots\ \ldots$	55		
4	Ger	ieracja i wzmacnianie impulsów femtosekundowych	59		
	4.1	Ultrakrótkie impulsy - generacja	59		
	4.2	Synchronizacja modów podłużnych	63		
	4.3	Szafirowy oscylator femtosekundowy - wyniki	67		
	4.4	Wzmacnianie impulsów femtosekundowych - technika CPA	74		
	4.5	Parametryczny wzmacniacz impulsów - technika OPCPA	76		
5	Wz	macniacz parametryczny OPCPA w podczerwieni	79		
	5.1	Laser pompujący Nd:YAG	79		
	5.2	Układ do rozciągania i kompresji impulsów	85		
	5.3	Układ kształtowania impulsów	91		
	5.4	Interferencja spektralna - ustawianie fazy	93		
	5.5	Modelowanie przestrzenne wzmacniacza parametrycznego	99		
	5.6	Przedwzmacniacz	101		

	5.7	Wzmacniacz mocy	. 104			
	5.8	Wzmocniona fluorescencja parametryczna	. 109			
	5.9	Wzmacniacz OPCPA IR - wyniki	. 110			
	5.10	Podsumowanie	. 117			
6	Para	ametryczny wzmacniacz impulsów ultrafioletowych	123			
	6.1	Laser pompujący	. 124			
	6.2	Generacja szerokopasmowej drugiej harmonicznej	. 125			
	6.3	Układ rozciągania - kompresji impulsów	. 138			
	6.4	Modelowanie numeryczne wzmacniacza UV	. 140			
	6.5	Wzmacniacz UV czteroprzejściowy	. 141			
	6.6	Absorpcja wiązki pompującej w krysztale BBO	. 147			
	6.7	Autokorelator skanujący UV	. 155			
	6.8	OPCPA UV - wyniki	. 159			
	6.9	Podsumowanie	. 163			
	Podsumowanie 1					
Po	dsur	nowanie	167			
Po Do	odsur odate	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc	167h169			
Po Do Do	odsur odate odate	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne	167 h169 175			
Po Do Do Do	odsur odate odate odate	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C	167 h169 175 185			
Po Do Do Do	odsur odate odate odate C.1	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję	167 h169 175 185 . 185			
Pa Da Da Da	odsur odate odate C.1 C.2	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję Impulsy femtosekundowe - zależność czas-widmo	167 h169 175 185 . 185 . 185			
Po Do Do	odsur odate odate C.1 C.2 C.3	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję Impulsy femtosekundowe - zależność czas-widmo Dyspersyjne rozciągnięcie impulsów femtosekundowych	167 h169 175 . 185 . 185 . 185 . 186			
Po Do Do Do	odsur odate odate C.1 C.2 C.3 C.4	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję Impulsy femtosekundowe - zależność czas-widmo	167 h169 175 185 . 185 . 185 . 186 . 188			
Po Do Do	odsur odate odate C.1 C.2 C.3 C.4 C.5	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję Impulsy femtosekundowe - zależność czas-widmo Dyspersyjne rozciągnięcie impulsów femtosekundowych Formuła Sellmeiera dla BBO	167 h169 175 185 . 185 . 185 . 186 . 188 . 189			
Po Do Do	odsur odate odate C.1 C.2 C.3 C.4 C.5 C.6	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję	167 h169 175 185 . 185 . 185 . 186 . 188 . 189 . 190			
Pa Da Da	odsur odate odate C.1 C.2 C.3 C.4 C.5 C.6 C.7	nowanie ek A Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowyc ek B Ściskanie światła - podejście klasyczne ek C Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję	167 h169 175 185 . 185 . 185 . 186 . 188 . 188 . 189 . 190 . 192			

Wprowadzenie

Motywacja

Choć światło laserowe obecne jest w naszym życiu od przeszło 50 lat, to wciąż znajduje nowe zastosowania, zarówno w życiu codziennym jak i w rękach naukowców - jako niezwykłe narzędzie badawcze. Tematem niniejszej rozprawy jest opis dwóch konstrukcji wzmacniaczy parametrycznych, pozwalających na generację intensywnych femtosekundowych impulsów światła.

Choć zapewne w niezbyt odległej przyszłości, tego typu układy nie znajda zastosowania w życiu codziennym, pomimo tego moga pośrednio oddziaływać na każdego z nas. Na przykład, wiazka intensywnych impulsów laserowych zogniskowana na tarczy, staje się źródłem promieniowania X o wysokiej intensywności, pozwalając na czasowo rozdzielczą defektoskopie oraz na wysokorozdzielcze obrazowanie w diagnostyce medycznej. Intensywne impulsy laserowe już niedługo zapewnić mogą praktycznie niewyczerpalne źródło energii, pochodzącej z syntezy termojądrowej. Ponadto, tego typu układy stanowić mogą realną alternatywe dla klasycznych akceleratorów cząstek, stosowanych zarówno w leczeniu onkologicznym, jak i w fizyce wysokich energii. Obok wymienionych powyżej praktycznych zastosowań, intensywne impulsy laserowe pozwalaja otwierać kolejne drzwi na drodze do zrozumienia fizycznych praw rządzących światem. Przykładem mogą być badania efektów relatywistycznych oraz ultrarelatywistycznych, nieliniowej elektrodynamiki kwantowej, efektów polaryzowalności próżni oraz kreacji par cząstka - antycząstka, rozpraszania na fotonach czy wreszcie badanie efektu Unhru, w którym przyspieszające cząstki obserwują podnoszenie się temperatury próżni kwantowej.

Celem niniejszej rozprawy doktorskiej było takie przedstawienie zagadnienia wzmacniania parametrycznego, aby było ono przystępne nawet dla Czytelnika posiadającego podstawową wiedzę z zakresu techniki laserowej. Pomimo obszernego opisu techniki wzmacniania parametrycznego, uważny Czytelnik zapewne dostrzeże nowe, nieopisane w rozprawie zagadnienie, które być może zainspirują go do dalszego zgłębiania omawianej techniki. Obok idei wzmacniania parametrycznego, opisany został cały szereg praktycznych zagadnień, związanych z techniką impulsów femtosekundowych tak, aby osoba idąca podobną ścieżką mogła istotnie skorzystać z wypracowanych metod doświadczalnych.

Układ pracy

W pierwszym rozdziale przedstawiony zostanie opis matematyczny zjawiska mieszania trzech fal, które odpowiedzialne jest za proces parametrycznego wzmacniania światła. Następnie omówione zostaną techniki dopasowania fazowego, umożliwiające uzyskanie wysokiej wydajności przetwarzania częstości.

W rozdziale drugim szczegółowo omówiony zostanie proces wzmacniania parametrycznego, przy czym główny nacisk położony zostanie na wyznaczenie optymalnej konfiguracji wiązek (w konfiguracji niewspółliniowej) zapewniającej szerokopasmowy warunek dopasowania fazowego. Symulacje przeprowadzone zostaną dla dwóch różnych zakresów długości fal tj.: bliskiej podczerwieni oraz ultrafioletu. Dodatkowo, przeprowadzona zostanie analiza porównawcza różnych kryształów nieliniowych pod kątem zastosowania we wzmacniaczu parametrycznym. Omówione zostaną także praktyczne aspekty wzmacniania parametrycznego, takie jak: ograniczenia natężenia wiązek laserowych czy kątowa tolerancja ustawienia wiązek.

Rozdział trzeci opisuje zagadnienie wzmacniacza nasyconego, w którym następuje istotny przekaz energii pomiędzy impulsami laserowymi oddziaływującymi ze sobą we wzmacniaczu. W szczególności, przedstawiona zostanie prosta interpretacja sprzężonych równań falowych, ułatwiająca zrozumienie istoty procesu wzmacniania parametrycznego. Dodatkowo w tym samym rozdziale poruszone zostaną zagadnienia wzmacniania parametrycznego w obecności strat oraz stabilności wzmacniacza parametrycznego.

Czwarty rozdział opisuje technikę generacji oraz wzmacniania ultrakrótkich impulsów laserowych. W szczególności omówiona zostanie generacja impulsów przy pomocy synchronizacji modów oraz przedstawiona konstrukcja oscylatora femtosekundowego wykorzystująca ten mechanizm do generacji impulsów zasiewających. Następnie omówione zostanie wzmacnianie femtosekundowych impulsów laserowych z wykorzystaniem techniki rozciągania czasowego impulsów laserowych. Porównane ze sobą zastaną dwa różne warianty tej techniki: wykorzystująca ośrodek laserowy oraz wykorzystująca parametryczne oddziaływanie światła w krysztale nieliniowym.

W rozdziale piątym omówiona zostanie konstrukcja wzmacniacza parametrycznego z wieloprzejściowym przedwzmacniaczem oraz stopniem mocy, wykorzystującym technikę czasowego przesuwania impulsów do uzyskania wysokiej sprawności ekstrakcji energii z wiązki pompującej. Dodatkowo w rozdziale tym omówione zostaną wszystkie istotne elementy wzmacniacza parametrycznego oraz przybliżona zostanie technika interferencji spektralnej, pozwalająca na precyzyjne ustawienie układu do rozciągania i kompresji impulsów. Ponadto, przedstawione zostaną wyniki przestrzennej symulacji wzmacniacza parametrycznego, pozwalającej na optymalny dobór parametrów wzmacniania. Wyniki wraz z podsumowaniem znajdują się na końcu rozdziału.

W ostatnim rozdziale omówiona zostanie nowatorska konstrukcja wzmacniacza parametrycznego, pracującego w ultrafiolecie. Szczegółowo omówiona zostanie technika szerokopasmowej generacji drugiej harmonicznej, służącej do generacji impulsów zasiewających. We wzmacniaczu tym zaobserwowano wyższą niż spodziewana absorpcję wiązki pompującej, która została zidentyfikowana jako proces tworzenia się centrów barwnych w krysztale nieliniowym.

Dodatkowo w pracy znajdują się trzy dodatki - pierwszy zawiera szczegółowe wyprowadzenie analitycznego rozwiązania sprzężonych równań falowych, w dodatku drugim znajduje się klasyczny opis procesu ściskania światła oraz próżni kwantowej jako następstwo fazoczułości wzmacniacza parametrycznego, a ostatni dodatek zawiera rozważania dotyczące szczegółów konstrukcyjnych wzmacniacza parametrycznego nieopisanych w głównej części rozprawy.

Oscylator femtosekundowy zbudowany został w Laboratorium Procesów Ultraszybkich na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego a obydwa opisane wzmacniacze parametryczne zestawione zostały w Centrum Laserowym przy Instytucie Chemii Fizycznej PAN w Warszawie.

Rozdział 1

Procesy parametryczne

1.1 Oddziaływanie światła z materią

Wpływ ośrodków materialnych na propagację światła, został zauważony już wieki temu. Starożytni Rzymianie zaobserwowali, że odpowiednio wypolerowane szkło pozwala na odczytywanie niewielkich napisów, a sam Neron stosował tego typu "okulary", aby móc z większą wyrazistością podziwiać walki gladiatorów. Pierwszy matematyczny opis oddziaływania światła (jako fali elektromagnetycznej) z materią został w formalny sposób zapisany w postaci układu równań różniczkowych przez Maxwella w połowie XIX wieku, kładąc tym samym podwaliny dla optyki klasycznej.

Do czasu przełomowej chwili, jaką było zademonstrowanie pierwszego działającego lesera przez Maimana [1] w roku 1960, oddziaływanie światła z materią opisywane było za pomocą tzw. optyki liniowej. W takim przypadku, odpowiedź ośrodka wyindukowana przez padające na niego światło, jest linowa funkcją pobudzającego pola elektrycznego. Za pomocą optyki liniowej wytłumaczyć można większość obserwowanych zjawisk otaczających nas w życiu codziennym, między innymi: absorpcję, ugięcie, odbicie, całkowite wewnętrzne odbicie, etc... Wraz z odkryciem lasera, przy wykorzystaniu silnie zogniskowanej wiązki lasera, często pracującego w trybie pracy impulsowej, pojawiła się możliwość uzyskiwania niezwykle wysokich natężeń światła. Dzięki temu możliwe stały się badania zjawisk oddziaływania światła z materią, w nieosiągalnym wcześniej reżimie.

W sytuacji, gdy natężenie światła jest niewielkie, chmura elektronowa w atomach ośrodka zachowuje się jak klasyczny oscylator harmoniczny pobudzany oscylującą siłą wywołaną drgającym polem elektrycznym fali. W takim przypadku wychylenie elektronu ze stanu równowagi jest proporcjonalne do siły wymuszającej, tj. pola elektrycznego. Korzystając z tego założenia, Lorentz wyprowadził teorię poprawnie opisującą współczynnik załamania ośrodka oraz straty związane z propagacją - absorpcję.

W przypadku, gdy padająca na ośrodek fala świetlna ma dostatecznie wysokie natężenie, tzn. takie, że towarzyszące jej pole elektryczne staje się porównywalne z polem elektrycznym w atomie, wychylenie elektronów ze stanu równowagi

jest na tyle duże, że ujawnia anharmoniczność potencjału wiążącego elektrony. Wpływ wspomnianej anharmoniczności na zachowanie ośrodka stanowi sedno optyki nieliniowej.

Już rok po odkryciu lasera udało się zaobserwować przejaw nieliniowego oddziaływania światła z materia w procesie generacji drugiej harmonicznej SHG (ang. Second Harmonic Generation) [2]. W eksperymencie tym źródłem światła był laser o długości fali 694 nm, którego wiązka zogniskowana została w krysztale kwarcu. W wyniku oddziaływania silnego światła z ośrodkiem wychylenie chmury elektronowej było wystarczające duże, aby ujawnić anharmoniczność potencjału wiażącego elektrony w krysztale. Wzbudzone drgania elektronów rozłożyć można na dwie składowe: drgania podstawowe (o czestości światła pobudzajacego) oraz na niewielki przyczynek od drgań z czestościa dwukrotnie wyższa - stad nazwa druga harmoniczna. Na wstawionej do spektrometru kliszy fotograficznej udało się zarejestrować bardzo słabą plamkę, odpowiadającą wygenerowanemu promieniowaniu o długości fali dwukrotnie mniejszej, tj. 347 nm. Ze względu na bardzo niewielkie zaczernienie kliszy na tej długości fali edytor w wydawnictwie uznał ją za przypadkowe zabrudzenie, a następnie usunął. Zatem praca donosząca o pierwszym nieliniowym oddziaływaniu światła z materia, pozbawiona została najważniejszego dowodu - zarejestrowanego natężenia drugiej harmonicznej patrz Rysunek 1.1.



Rysunek 1.1: Reprodukcja z pracy Frankena (1961) [2], przedstawiająca doświadczalną generację drugiej harmonicznej. Duża czarna plama - ślad wiązki fundamentalnej (694 nm), strzałka nad długością fali 347 nm wskazuje miejsce, gdzie powinna znajdować się plamka zarejestrowanej drugiej harmonicznej - nieopatrznie usunięta przez edytora.

Choć nie do końca skutecznie udokumentowane, doświadczenie to stworzyło zupełnie nową dziedzinę: optykę nieliniową. Pomimo upływu 50 lat od tego wydarzenia, optyka nieliniowa ciągle stanowi jedną z głównych gałęzi optyki, tworząc jednocześnie fundament niniejszej rozprawy doktorskiej.

1.2 Nieliniowa polaryzacja ośrodka

Aby móc ilościowo opisać zjawiska nieliniowego oddziaływania światła z materią, potrzebne jest wprowadzenie polaryzacji ośrodka \mathcal{P} opisującej makroskopowe zachowanie chmury elektronowej ośrodka pod wpływem światła pobudzającego. Szczegółowe definicje używanych tutaj pojęć można znaleźć w wielu książkach dedykowanych optyce nieliniowej, np. [3–6].

Dla danego ośrodka wielkość wy
indukowanej polaryzacji na jednostkę objętości \mathcal{P} zależy od przył
ożonego pola elektrycznego Ezgodnie ze wzorem:

$$\vec{\mathcal{P}}(\omega) = \sum_{\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n = \omega} \hat{\chi}^{(n)}(\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \dots \vec{E}(\omega_n) \quad (1.1)$$

gdzie $\hat{\chi}^{(n)}$ jest tensorem polaryzowalności n-tego stopnia, odpowiedzialnym za sprzężenie pomiędzy światłem a drganiami elektronów. Powyższe równanie można przedstawić w postaci rozwinięcia w szereg potęgowy:

$$\vec{\mathcal{P}}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega)\vec{E}(\omega) + \chi^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2)\vec{E}(\omega_1)\vec{E}(\omega_2) + \dots$$
(1.2)

Wyindukowana polaryzacja ośrodka \mathcal{P} , sama staje się źródłem wtórnej fali elektromagnetycznej, której drgania zależą od padającego pola elektrycznego¹.

W przypadku niskich natężeń, istotne znaczenie ma jedynie pierwszy człon rozwinięcia polaryzacji równy $\chi^{(1)}(\omega) \overrightarrow{E}(\omega)$. Wówczas polaryzacja ośrodka jest liniową funkcją pobudzającego pola elektrycznego (stąd nazwa optyka liniowa), co oznacza, że drga ona z częstością fali pobudzającej z pewnym przesunięciem fazowym. padające światło ma duże natężenie, wkłady od wyższych członów rozwinięcia w sposób znaczący modyfikują wyindukowaną polaryzację. W szczególności, dla niezerowego współczynnika polaryzowalności drugiego rzędu $\chi^{(2)}$, wyindukowaną polaryzację można (w domenie czasu) zapisać w następującej postaci:

$$\overrightarrow{\mathcal{P}}(t) = \chi^{(1)} \overrightarrow{E}(t) + \chi^{(2)} \overrightarrow{E}(t) \overrightarrow{E}(t)$$
(1.3)

Przy założeniu, że pobudzenie wywołane jest falą monochromatyczną o częstości drgań ω , której amplituda zmienia się zgodnie z funkcją $\cos(\omega t)$, łatwo można zauważyć, że obecność członu kwadratowego powoduje powstanie drgań o częstości dwukrotnie wyższej, tj. 2ω - tworząc wspomnianą wcześniej drugą harmoniczną.

Wykazać można, że obecność niezerowego tensora polaryzowalności drugiego rzędu równoważna jest obecności członu proporcjonalnego do trzeciej potęgi pola w potencjale wiążącym elektrony - Rysunek 1.2 - pierwszy wiersz. W takim przypadku wychylenie elektronów ze stanu równowagi, a tym samym wyindukowana polaryzacja (Rysunek 1.2 drugi wiersz), nie jest linową funkcją pobudzającego pola elektrycznego (w przeciwieństwie do przypadku liniowego - lewa kolumna), co jest jednoznaczne z obecnością efektów nieliniowych. W trzecim wierszu wykreślone zostały przebiegi czasowe dla pobudzającego pola elektrycznego (lina czarna) oraz pola elektrycznego wytworzonego przez drgania polaryzacji ośrodka - linia czerwona. O ile w przypadku liniowym obydwa pola różnią się jedynie

 $^{^1{\}rm Ze}$ względu na tensorowy charakter zależności, w ogólności, kierunek wyindukowanej polaryzacji nie musi pokrywać się z kierunkiem wektora pola pobudzającego.



Rysunek 1.2: Generacja wtórnej fali elektromagnetycznej wytworzonej przez oscylacje makroskopowej polaryzacji ośrodka dla przypadku potencjału harmonicznego (lewa kolumna) i anharmonicznego (prawa kolumna).

względną fazą, o tyle w przypadku nieliniowym pojawiają się wyraźne zniekształcenia wyindukowanego pola.

Tak zaburzone drgające pole rozłożyć można, przy pomocy transformaty Fouriera, na składową drgającą z częstością fundamentalną ω oraz składową o częstości dwukrotnie wyższej 2ω (druga harmoniczna - SH - Second Harmonic) oraz dodatkowe stałe pole elektryczne, co schematycznie przedstawione zostało na Rysunku 1.3.



Rysunek 1.3: Rozkład drgań nieliniowej polaryzacji na częstości w przypadku gdy $\chi^{(2)} \neq 0$ przy pobudzeniu falą monochromatyczną.

Powyższe rozumowanie pozwala w prosty sposób wytłumaczyć naturę najprostszego do zaobserwowania zjawiska nieliniowego, tj. generacji drugiej harmonicznej, jako wynik odstępstwa drgań elektronów od ruchu harmonicznego.

Warto zaznaczyć, że nie dla wszystkich materiałów możliwy jest proces SHG. W szczególności dla ośrodków izotropowych (całkowicie symetrycznych) kształt potencjału również jest symetryczny, co równoważne jest warunkowi znikania tensora $\chi^{(2)}$. Łatwo można to udowodnić, wprowadzając operator zmiany znaku (inwersji) I. Dla materiałów izotropowych, ze względu na symetrię ośrodka, wynik działania operatora zarówno na pole wejściowe, jak i na pole wyindukowane powinien być identyczny. Wynik działania operatora inwersji na polaryzację można zapisać w postaci:

$$\mathbb{I}(P) = -P = -\chi^{(1)}E - \chi^{(2)}EE - \chi^{(3)}EEE + \dots$$
(1.4)

W analogiczny sposób można zapisać wyrażenie na polaryzację przy działaniu operatora inwersji na pole elektryczne:

$$-P = -\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE - \chi^{(3)}EEE + \dots$$
(1.5)

Identyczność obydwu równań pociąga za sobą warunek, że dla materiałów izotropowych wszystkie parzyste stopnie tensora polaryzowalności przyjmują wartość zerową: $\chi^{(2n)} = 0$. Konsekwencją powyższej własności jest brak procesów drugiego rzędu w ośrodkach z symetrią inwersyjną (np. ciała bezpostaciowe, ciecze, gazy). Warunkiem koniecznym dla tego typu procesów jest złamanie symetrii ośrodka, np. poprzez obecność osi optycznej w kryształach dwójłomnych.

Tensor polaryzowalności drugiego rzędu $\chi^{(2)}$ odpowiedzialny jest, obok wspomnianej wcześniej generacji drugiej harmonicznej, za wszystkie procesy, dla których stosuje się zasada zachowania energii w postaci:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 \tag{1.6}$$

takie jak: generacja różnicy częstości DFG (ang. Difference Frequency Generation) $\omega - \omega_1 = \omega_2$, generacja sumy częstości SFG (ang. Sum Frequency Generation) $\omega_1 + \omega_2 = \omega$ oraz prostowanie optyczne (ang. Optical rectification) $\omega - \omega = 0$. Wszystkie wymienione powyżej procesy są szczególnymi przypadkami bardziej ogólnego procesu zwanego mieszaniem trzech fal. W szczególności wzmocnienie parametryczne, będące głównym tematem niniejszej rozprawy, jest także przykładem procesu mieszania trzech fal.

Obok tensora drugiego rzędu praktyczne znaczenie ma także tensor polaryzowalności trzeciego rzędu $\chi^{(3)}$, który jest odpowiedzialny za takie procesy jak: Rozpraszanie Brillouina (ang. Brillouin Scattering), wymuszone rozpraszania Ramana SRS (ang. Stimulated Raman Scattering), samomodulację fazy SPM (ang. Self Phase Modulation), efekt Kerra czy nieliniowy współczynnik załamania.

Wszystkie wymienione powyżej zjawiska zaliczane są do wspólnej grupy procesów parametrycznych. Nazwa ta powstała na długo przed wynalezieniem lasera, a pierwotnie odnosiła się do procesów opisujących oddziaływanie fal radiowych, tj. parametryczne oscylacje czy parametryczne wzmocnienie [7]. Warto w tym miejscu nakreślić podział pomiędzy procesami parametrycznymi a nieparametrycznymi. Najprostsza definicja procesu parametrycznego jest taka, że stan kwantowy układu przed i po oddziaływaniu jest identyczny [5]. W przypadku procesów parametrycznych populacja ze stanu podstawowego może zostać przeniesiona jedynie do wirtualnego stanu wzbudzonego. Zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, populacja może przebywać w tym stanie przez czas: $\hbar/\delta E$, gdzie δE jest różnicą energii pomiędzy stanem wirtualnym a najbliższym

rzeczywistym stanem związanym. Procesy, w których zachodzi transfer populacji pomiędzy stanami rzeczywistymi nie są parametryczne. Kolejną różnicą może być fakt, że w przeciwieństwie do procesów nieparametrycznych, które wymagają zespolonej postaci polaryzowalności, procesy parametryczne mogą być opisane przy pomocy rzeczywistej polaryzowalności ośrodka. W praktyce oznacza to, że dla procesów parametrycznych energia fotonów biorących udział w procesie musi być zachowana a dla procesów nieparametrycznych niekoniecznie, gdyż część energii może zostać przekazana do ośrodka. Najprostszym przykładem rozróżniającym obydwie klasy procesów może być zwykły - liniowy współczynnik załamania. Część rzeczywista współczynnika załamania, odpowiedzialna za załamanie światła jest przykładem procesu parametrycznego a jego część urojona, odpowiedzialna za absorpcję (transfer populacji pomiędzy różnymi stanami) stanowi przykład procesu nieparametrycznego.

Głównym tematem niniejszej rozprawy jest opis wzmacniacza femtosekundowych impulsów światła, wykorzystującego proces parametrycznego wzmocnienia [8]. W procesie tym następuje przekaz energii z wiązki pompującej (o najwyższej częstości) do dwóch wiązek o niższych częstościach: sygnałowej oraz jałowej (dokładny opis znajduje się w dalszej części rozprawy). Zgodnie z podaną wcześniej definicją procesu parametrycznego dla fotonów biorących udział w procesie musi być spełniona zasada zachowania energii:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \tag{1.7}$$

przy czym wprowadzone oznaczenia odpowiadają odpowiednio częstotliwościom wiązek: pompującej (p - pump), sygnałowej (s - signal) oraz jałowej (i - idler).

1.3 Dopasowanie fazowe

Aby proces mieszenia trzech fal mógł zachodzić efektywnie, obok wspomnianej w poprzednim podrozdziale zasady zachowania energii (1.7), dodatkowo dla fotonów biorących udział w procesie musi być spełniona także zasada zachowania pędu²:

$$\hbar \mathbf{k_p} = \hbar \mathbf{k_s} + \hbar \mathbf{k_i} \tag{1.8}$$

przy czym wektor falowy \mathbf{k} zdefiniowany jest jako:

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi n}{\lambda} \mathbf{\hat{n}} \tag{1.9}$$

gdzie λ jest długością fali (w próżni) dla danej wiązki, n - odpowiadającym jej współczynnikiem załamania, a $\hat{\mathbf{n}}$ oznacza wersor kierunku propagacji. Równanie (1.8) oznacza, że pęd fotonu wiązki pompującej musi być równy sumie pędów fotonów wiązki sygnałowej i jałowej. W przeciwieństwie do zasady zachowania energii, zasada zachowania pędu nie musi być spełniona w sposób ścisły. W takim przypadku proces parametryczny także jest możliwy, jednakże jego wydajność ulega

²W rozprawie, symbole pogrubione np. \mathbf{k}_s - oznaczają wartości wektorowe, a niepogrubiona np. k_s - oznaczają wielkości skalarne (długość wektora).

obniżeniu. Miarą odstępstwa od sytuacji idealnej jest parametr niedopasowania wektorów falowych Δk zdefiniowany jako:

$$\Delta k = |\mathbf{k}_{\mathbf{p}} - \mathbf{k}_{\mathbf{s}} - \mathbf{k}_{\mathbf{i}}| \tag{1.10}$$

Z nieidealnym dopasowaniem falowym³ związana jest wielkość zwaną efektywną drogą oddziaływania L_{oddz} , powyżej której wydajność procesu parametrycznego ulega znacznemu obniżeniu:

$$L_{oddz}\Delta k \leqslant \pi \tag{1.11}$$

Warunkiem koniecznym do tego, aby proces parametryczny zachodził efektywnie, jest spełnienie nierówności $\Delta kL \ll \pi$.

Dla materiałów optycznych współczynnik załamania zmienia się wraz z długością fali. Dodatkowo dla fal znajdujących się daleko od rezonansu (co odpowiada typowo zakresowi widzialnemu i bliskiej podczerwieni) jest on funkcją wypukłą (obszar normalnej dyspersji: $\frac{d^2n}{d\lambda^2} > 0$, $GVD > 0^4$). Dla przykładu, niedopasowanie falowe dla procesu generacji drugiej harmonicznej wiązki fundamentalnej o długości fali 800 nm obliczyć można zgodnie ze wzorem:

$$\Delta k = k_{400} - 2k_{800} = \frac{2\pi}{400 \text{ nm}} (n_{400} - n_{800}) \tag{1.12}$$

Wynika z niego, że dla procesu SHG warunek idealnego dopasowania falowego $\Delta k = 0$ oznacza równość współczynników załamania dla wiązki fundamentalnej oraz wiązki o podwojonej częstości $n_{400} = n_{800}$. Ze względu na wspomnianą wcześniej dyspersję współczynnika załamania spełnienie równości (1.12) dla materiałów izotropowych nie jest możliwe⁵.

Dla kwarcu różnica współczynników załamania dla długości fali 800 nm i 400 nm wynosi $\Delta n = 0.017$ co oznacza, że wartość współczynnika niedopasowania falowego wynosi $\Delta k = 0.267 \ \mu \text{m}^{-1}$. Zgodnie ze wzorem (1.11) odpowiada to drodze oddziaływania wynoszącej zaledwie 10 μ m. W konsekwencji sprawność takiego procesu byłaby bardzo niska.

Standardową techniką, pozwalającą na spełnienie warunku dopasowania fazowego, jest użycie kryształu dwójłomnego. W takim krysztale obecność osi optycznej powoduje złamanie symetrii a dwie liniowe, wzajemnie prostopadłe polaryzacje: zwyczajna i nadzwyczajna, propagują się z różnymi współczynnikami załamania. Przykładem takiego ośrodka jest kryształ BBO, którego zwyczajny i nadzwyczajny współczynnik złamania wyrysowany został na Rysunku 1.4.

Kryształy dwójłomne można podzielić na dwie grupy, tj. kryształy dodatnie oraz ujemne. W przypadku kryształów dodatnich spełniona jest nierówność: $n_o < n_e$, a dla kryształów ujemnych zachodzi nierówność odwrotna: $n_o > n_e$, przy czym indeks *o* - oznacza współczynnik załamania dla promienia zwyczajnego

³Wielkość Δk oznacza długość niedopasowania wektorów falowych (niedopasowanie falowe), a wielkość ΔkL jest niedopasowaniem fazowym, choć obydwie wielkości często są używane wymiennie (w szczególności gdy $\Delta k = 0$).

⁴Definicja wielkości GVD znajduje się w Dodatku C.3

⁵Generacja drugiej harmonicznej nie jest możliwa w materiałach izotropowych nie tylko ze względu na niedopasowanie falowe, ale także dlatego, że tensor $\chi^{(2)} = 0$.



Rysunek 1.4: Współczynniki załamania dla dwójłomnego kryształu BBO: zielona krzywa - współczynnik załamania dla promienia zwyczajnego, czerwona krzywa - współczynnik załamania dla promienia nadzwyczajnego.

(ang. ordinary) a indeks e - współczynnik załamania dla promienia nadzwyczajnego (ang. extraordinary). Dodatkowo w kryształach dwójłomnym współczynnik załamania dla fali nadzwyczajnej zależy także od kąta θ , wyznaczonego przez kierunek propagacji oraz oś optyczną, zgodnie ze wzorem:

$$n_p(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos\theta}{n_o}\right)^2 + \left(\frac{\sin\theta}{n_e}\right)^2}}$$
(1.13)

Dzięki tej zależności, możliwe jest takie dobranie kąta θ , aby współczynniki załamania dla fali zwyczajnej oraz nadzwyczajnej były sobie równe - co oznacza spełnienie warunku dopasowania fazowego dla SHG. Dopasowanie fazowe uzyskane przez dobór kąta θ nosi nazwę krytycznego dopasowania fazowego CPM (ang. Critical Phase Matching). Nazwa wiąże się z niską tolerancją w ustawieniu kąta dopasowania fazowego θ . Ponadto, w przypadku gdy θ ma wartość inną niż 0° lub 90°, kierunek propagacji wiązki θ , wyznaczony przez wektor falowy **k**, nie pokrywa się z kierunkiem przepływu energii ρ , wyznaczonym przez wektora Poyntinga **S** - patrz Rysunek 1.5. Kąt jaki tworzy wektor Poyntinga ρ względem osi optycznej wyliczyć można ze wzoru:

$$\operatorname{tg}\rho = \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^2 \operatorname{tg}\theta \tag{1.14}$$

przy czym z powyższego wzoru wynika, że kierunek propagacji wektora Poyntinga zawsze schodzi w kierunku zmniejszającego się współczynnika załamania, co dla



Rysunek 1.5: Współczynniki złamania dla kryształu dwójłomnego jednoosiowego ujemnego. Kolor niebieski oznacza kierunek propagacji frontów falowych wyznaczony przez wektor falowy \mathbf{k} a kolor pomarańczowy kierunek propagacji energii wyznaczony przez wektor Poyntinga \mathbf{S} .

kryształów ujemnych oznacza $\rho > \theta$. Zdefiniować można także kąt schodzenia β (ang. walk-off) jako kąt pomiędzy wektorem falowym a wektorem Poyntinga, którego wartość można obliczyć ze wzoru:

$$\beta = -\frac{1}{n_p} \frac{dn_p}{d\theta} \tag{1.15}$$

W praktyce schodzenie odpowiedzialne jest za przestrzenną separację wiązki nadzwyczajnej i zwyczajnej wraz z propagacją w krysztale, co w efekcie prowadzi do spadku wydajności procesu przetwarzania.

Innym typem dopasowania fazowego jest niekrytyczne dopasowanie fazowe NCPM (ang. Non Critical Phase Matching). W takim dopasowaniu fazowym wiązki propagują się pod kątem $\theta = 0^{\circ}$ lub 90°, a równość współczynników załamania uzyskuje się dobierając odpowiednio temperaturę kryształu. Dopasowanie fazowe NCPM jest znacznie mniej czułe na błędy ustawienia kąta θ , a dodatkowo, obydwie wiązki - zwyczajna i nadzwyczajna - propagują się współliniowo - nie ma efektu schodzenia wiązki nadzwyczajnej. Dzięki temu możliwe jest używanie kryształów o znacznych długościach bez obawy o przestrzenną separację wiązek. Ze względu na słabą zależność dwójłomności od temperatury, niekrytyczne dopasowanie fazowe jest znacznie mniej uniwersalne niż dopasowanie krytyczne.

Ponadto dopasowanie fazowe, ze względu na polaryzacje wiązek, dzieli się na dwa typy: typ I oraz typ II. W tabeli poniżej pogrupowane zostały polaryzacje wiązek ze względu na typ dopasowania fazowego oraz typ kryształu:

	Dodatni kryształ	Ujemny kryształ
	$n_o < n_e$	$n_o > n_e$
Typ I	eeo	ooe
Typ II	060	eoe

Ostatni indeks odnosi się do polaryzacji fali o najwyższej częstości. Dla przykładu, dopasowanie pierwszego typu dla ujemnego kryształu (na przykład kryształu BBO) zapisywane jest jako *ooe*. Oznacza to, że wiązka o najwyższej częstości propaguje się jako fala nadzwyczajna *e*, a pozostałe dwie wiązki są falami zwyczajnymi *o*.

Dla procesu SHG oraz dopasowania fazowego I typu, można napisać analityczną formułę, pozwalającą wyliczyć kąt dopasowania fazowego w procesie SHG, rozwiązując równanie $n_p(\theta) = n_o$:

$$\sin^2 \theta = \frac{n_e (2\omega)^2}{n_o(\omega)^2} \left[\frac{n_o (2\omega)^2 - n_o(\omega)^2}{n_o(2\omega)^2 - n_e(2\omega)^2} \right]$$
(1.16)

W analogiczny sposób wyprowadzić można formułę idealnego dopasowania fazowego w procesie mieszania trzech fal (proces typu *ooe*), kiedy każda fala ma inną długość [9]:

$$\sin \theta = \frac{n_e(\lambda_p)}{n_o(\lambda_s) + n_o(\lambda_i)} \times \sqrt{\frac{n_o^2(\lambda_p) - [n_o(\lambda_s) + n_o(\lambda_i)]^2}{n_o^2(\lambda_p) - n_e^2(\lambda_p)}}$$
(1.17)

gdzie $n_o(\lambda)$ i $n_e(\lambda)$ oznaczają główne współczynniki załamania dla odpowiednio fali zwyczajnej i nadzwyczajnej dla zadanych długości fal. W powyższym wzorze przyjęto, że wszystkie trzy wiązki propagują się współliniowo, pod kątem θ względem osi optycznej - Rysunek 1.6 a).



Rysunek 1.6: Zasada zachowania pędu fotonów w procesie parametrycznym dla procesu I typu: a) konfiguracja współliniowa, b) konfiguracja niewspółliniowa, Δk - niedopasowanie fazowe, θ - kąt pomiędzy wektorem falowym fali nadzwyczajnej a osią optyczną kryształu.

W przypadku procesu mieszania trzech fal konfiguracja współliniowa nie jest jedyną dopuszczalną. Możliwa jest także konfiguracja niewspółliniowa przedstawiona na Rysunku 1.6 b). W takim przypadku wiązka sygnałowa propaguje się pod kątem α względem wiązki pompującej. Dzięki takiemu ustawieniu, kąt niewspółliniowości α może służyć jako dodatkowy, swobodny parametr pozwalający na spełnienie warunku dopasowania fazowego w szerokim zakresie częstości szczegółowo zagadnienie to zostanie omówione w rozdziale 2. W takiej konfiguracji warunek na kąt dopasowania fazowego θ będzie dodatkowo zależny od kąta niewspółliniowości α , zgodnie ze wzorem [10]:

$$\sin \theta = \frac{n_e(\lambda_p)}{n_o(\lambda_s)\cos\alpha + n_o(\lambda_i)\cos\gamma} \times \sqrt{\frac{n_o^2(\lambda_p) - [n_o(\lambda_s)\cos\alpha + n_o(\lambda_i)\cos\gamma]^2}{n_o^2(\lambda_p) - n_e^2(\lambda_p)}}$$
(1.18)

przy czym kąt propagacji wiązki jałowej γ łatwo można wyliczyć z twierdzenia sinusów:

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_i}\sin\alpha\right) \tag{1.19}$$

Zarówno wiązka sygnałowa, jak i jałowa propagują się jako wiązki zwyczajne. Zatem współczynniki załamania dla tych wiązek nie zależą od geometrii a jedynie od długości fali. Z tego powodu wzór na kąt dopasowania fazowego (1.18) jest słuszny niezależnie od tego czy kąt α jest dodatni czy ujemny. Z tego powodu, dla ustalonego kąta α , istnieją dwie równoważne konfiguracje (ze względu na warunek dopasowania fazowego), różniące się zwrotem kąta α względem wiązki pompującej. Choć pod względem dopasowania fazowego obydwie sytuacje są identyczne, to ze względu na schodzenie wiązki pompującej konfiguracje te stają się rozróżnialne. Na Rysunku 1.7 przedstawione zostały dwie niewspółliniowe konfiguracje wiązek przy identycznym kącie α , różniące się jego zwrotem. Zielona, przerywa-



Rysunek 1.7: Konfiguracja wiązek w procesie mieszania trzech fal w przypadku niewspółliniowym dla konfiguracji niekompensującej schodzenia wiązki pompującej - a) oraz dla konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej - b).

na strzałka wskazuje kierunek przepływu energii dla wiązki pompującej (kierunek wektora Poyntinga). W przypadku ustawienia a) kąt pomiędzy wiązką sygnałową a wektorem Poyntinga wiązki pompującej jest znacznie większy niż w przypadku b). Dla drugiej konfiguracji efekt schodzenia jest częściowo skompensowany, co pozwala uzyskać znacznie dłuższą drogę, na której wiązki mogą efektywnie ze sobą oddziaływać. Dla kryształów ujemnych oraz dopasowania fazowego I typu oznacza to, że wiązka sygnałowa ustawiona pod kątem $\theta + \alpha$ względem osi optycznej zapewnia lepsze przekrywanie przestrzenne wiązek [11].

1.4 Mieszanie trzech fal - sprzężone równania falowe

W procesie wzmacniania parametrycznego w krysztale nieliniowym energia z wiązki pompującej przekazywana jest do wiązki sygnałowej - wzmacnianej oraz do wiązki jałowej. Ze względu na parametryczną naturę tego procesu, musi być zachowany stosowny związek pomiędzy energiami fotonów biorących udział w procesie - Równanie (1.7). W obrazie fotonowym wzmocnienie parametryczne opisać można jako proces, w którym pojedynczy foton z wiązki pompującej, oznaczony kolorem zielonym na Rysunku 1.8 a), zostaje podzielony na dwa inne fotony (o niższych energiach), tj. foton wiązki sygnałowej - kolor czerwony oraz dodatkowy foton wiązki jałowej - kolor brązowy. Schemat ideowy wzmacniacza parametrycznego z uwzględnieniem powstającej wiązki jałowej i osłabieniem wiązki pompującej został przestawiony na Rysunku 1.8 b). W dalszej części tego pod-



Rysunek 1.8: Schemat procesu wzmacniania parametrycznego; w obrazie fotonowym - a), w obrazie wiązek - b). Kolorami: zielonym, czerwonym i brązowym oznaczono odpowiednio wiązki: pompującą, sygnałową oraz jałową.

rozdziału przedstawiony zostanie opis matematyczny, pozwalający na jakościową oraz ilościową analizę procesu wzmacniania parametrycznego.

Światło jest falą elektromagnetyczną o częstości drgań rzędu 10^{15} Hz. Matematycznie zapisać ją można jako oscylującą funkcję rzeczywistą zależną zarówno od czasu, jak i położenia (monochromatyczna fala płaska):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \vec{\mathcal{E}} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi)$$
(1.20)

gdzie \mathcal{E} - oznacza wolnozmienną amplitudę pola elektrycznego, **k** jest wektorem falowym, ω to częstość kołowa drgań pola elektrycznego a ϕ jest fazą bezwzględną oscylującego pola. Do dalszych rachunków matematycznych, wygodnie jest zapisać drgające pole elektryczne w postaci zespolonej:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi)} + c.c.$$
(1.21)

przy czym c.c. oznacza wielkość sprzężoną a **A** ponownie jest wolno zmienną amplitudą pola elektrycznego - obwiednią. Warto nadmienić, że przy takiej definicja

zespolonego pola elektrycznego, amplituda rzeczywista \mathcal{E} z zespoloną amplitudą obwiedni A powiązana jest następująca równością: $|A| = \frac{1}{2}|\mathcal{E}|$. Oznacza to, że w zapisie zespolonym energia pola rozłożona jest po równo na częstości o wartościach dodatnich i ujemnych. Natężenie światła można zatem zapisać jako:

$$I = 2\epsilon_0 nc |A|^2 = \frac{cn\epsilon_0}{2} |\mathcal{E}|^2 \tag{1.22}$$

Z równania Helmholtza, zakładając nieliniową odpowiedź ośrodka (1.2) oraz przy dodatkowym założeniu wolnozmiennej obwiedni pola:

$$\left|\frac{d^2A}{dz^2}\right| \ll \left|k\frac{dA}{dz}\right| \tag{1.23}$$

wyprowadzić można układ trzech sprzężonych równań różniczkowych, opisujących ewolucję amplitud trzech wiązek (sygnałowej, jałowej oraz pompującej) oddziaływujących ze sobą w ośrodku nieliniowym. Zakładając, że są to płaskie fale monochromatyczne, propagujące się w kierunku +z, sprzężone równania falowe można zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d\tilde{A}_s}{dz} = i \frac{2\omega_s}{n_s c} d_{eff} \tilde{A}_p \tilde{A}_i^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\tilde{A}_i}{dz} = i \frac{2\omega_i}{n_i c} d_{eff} \tilde{A}_p \tilde{A}_s^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\tilde{A}_p}{dz} = i \frac{2\omega_p}{n_p c} d_{eff} \tilde{A}_s \tilde{A}_i e^{-i\Delta kz}$$
(1.24)

gdzie n jest współczynnikiem załamania, c - prędkością światła, ϵ_0 - przenikalnością elektryczną próżni a d_{eff} - efektywnym współczynnikiem nieliniowości. Powyższe równania stanowią punkt wyjściowy do dalszej analizy procesu wzmacniania parametrycznego a szczegóły ich wyprowadzenia można znaleźć w wielu pracach poświęconych optyce nieliniowej, np. [4–6,12,13].

Zespolone amplitudy obwiedni \widetilde{A}_k , można przedstawić w reprezentacji biegunowej przy pomocy długości wektora wodzącego ρ oraz jego fazy ϕ zgodnie ze wzorem:

$$\widetilde{A}_k = \rho_k e^{i\phi_k} \quad k \in \{s, i, p\}$$
(1.25)

Przy wstawieniu takiej postaci \widetilde{A}_k do równań (1.24) a następnie pomnożeniu każdego z nich przez wielkość sprzężoną, można otrzymać zestaw sześciu równań, opisujących ewolucję amplitud ρ_k oraz faz ϕ_k . Szczegóły matematyczne dotyczące

zagadnień omawianych w tym podrozdziale znajdują się w dodatku A:

~

$$\frac{d\rho_s}{dz} = -d_{eff} \frac{2\omega_s}{n_s c} \rho_p \rho_i \sin \theta$$

$$\frac{d\rho_i}{dz} = -d_{eff} \frac{2\omega_i}{n_i c} \rho_p \rho_s \sin \theta$$

$$\frac{d\rho_p}{dz} = +d_{eff} \frac{2\omega_p}{n_p c} \rho_s \rho_i \sin \theta$$

$$\frac{d\phi_s}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_p \rho_i}{\rho_s} \frac{2\omega_s}{n_s c} \cos \theta$$

$$\frac{d\phi_i}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_p \rho_s}{\rho_i} \frac{2\omega_i}{n_i c} \cos \theta$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_s \rho_i}{\rho_p} \frac{2\omega_p}{n_p c} \cos \theta$$
(1.26)

gdzie wielkość:

$$\theta = \Delta kz + \phi_p - \phi_i - \phi_s \tag{1.27}$$

nazywana jest fazą procesu parametrycznego.

Niezmiennikiem procesu opisywanego równaniami sprzężonymi jest całkowite natężenie światła, przepływające przez płaszczyznę prostopadłą do kierunku propagacji. Przy założeniu skończonego rozmiaru wiązek oraz konfiguracji współliniowej w dopasowaniu fazowym typu *ooe* (dla której wiązka pompująca doznaje schodzenia) zasadę zachowania natężenia można zapisać w następującej postaci [13]:

$$I_0 = 2\epsilon_0 c (n_s \rho_s^2 + n_i \rho_i^2 + n_p \rho_p^2 \cos^2 \beta)$$

= $I_s + I_i + I_p \cos^2 \beta$ (1.28)

gdzie $\cos^2 \beta$ - jest czynnikiem korygującym natężenia wiązki pompującej ze względu na jej schodzenie. Korzystając z definicji fazy procesu parametrycznego wszystkie trzy równania opisujące ewolucję faz pól elektrycznych, można zapisać w postaci pojedynczego równania różniczkowego, opisującego ewolucję fazy θ :

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta k + \cos\theta \ d_{eff} \left(\frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2\beta} \frac{\rho_s \rho_i}{\rho_p} - \frac{2\omega_s}{n_s c} \frac{\rho_p \rho_i}{\rho_s} - \frac{2\omega_i}{n_i c} \frac{\rho_p \rho_s}{\rho_i} \right)$$
(1.29)

Dodatkowo można dokonać następującej zamiany zmiennych:

$$u_{s} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{s}}{I_{0}\omega_{s}}\right)^{1/2} \rho_{s} = [I_{s}/(I_{0}\omega_{s})]^{1/2}$$

$$u_{i} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{i}}{I_{0}\omega_{i}}\right)^{1/2} \rho_{i} = [I_{i}/(I_{0}\omega_{i})]^{1/2}$$

$$u_{p} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{p}}{I_{0}\omega_{p}}\right)^{1/2} \rho_{p} = [I_{p}\cos^{2}\beta/(I_{0}\omega_{p})]^{1/2}$$

$$\xi = qz \qquad \text{gdzie: } q = d_{eff} \left(\frac{2I_{0}\omega_{s}\omega_{i}\omega_{p}}{c^{3}\epsilon_{0}n_{s}n_{i}n_{p}\cos^{2}\beta}\right)^{1/2}$$

$$(1.30)$$

przy czym wielkość u_k^2 jest proporcjonalna do liczby fotonów w wiązce o indeksie k. Dzięki takiej zamianie możliwe jest zapisanie sprężonych równań falowych w bardzo zgrabnej postaci:

$$\frac{du_s}{d\xi} = -u_i u_p \sin \theta$$

$$\frac{du_i}{d\xi} = -u_s u_p \sin \theta$$

$$\frac{du_p}{d\xi} = +u_s u_i \sin \theta$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Delta S + \cos \theta \left(\frac{u_s u_i}{u_p} - \frac{u_p u_i}{u_s} - \frac{u_p u_s}{u_i} \right)$$
(1.31)

przy czym wielkość $\Delta S = \Delta kz/\xi$ jest przeskalowanym niedopasowaniem falowym niezależnym od z. Równania zapisane w postaci (1.31) są najprostszym przedstawieniem wyjściowych równań przężonych, pozwalającym na ich łatwą interpretację. Z powyższych równań łatwo można odczytać, m.in., że warunkiem koniecznym do wzmocnienia wiązki sygnałowej w procesie mieszania trzech fal jest warunek sin $\theta < 0$. Jednocześnie ten sam warunek oznacza osłabianie wiązki pompującej - tak, aby spełnić zasadę zachowania energii. Ponadto widać, że maksymalne wzmocnienie zachodzi, gdy faza procesu parametrycznego $\theta = -\pi/2$. Szczegółowa analiza sprzężonych równań falowych opisana jest w rozdziale 3.

Dzięki zamianie zmiennych, zasadę zachowania natężenia (1.28), wyrazić można w bardzo prostej postaci:

$$\omega_s u_s^2 + \omega_i u_i^2 + \omega_p u_p^2 = 1 \tag{1.32}$$

Ponadto dla takiego zestawu równań sprzężonych istnieją trzy stałe ruchu m1, m2, m3:

$$m_{1} = u_{s}^{2} + u_{p}^{2}$$

$$m_{2} = u_{i}^{2} + u_{p}^{2}$$

$$m_{3} = u_{s}^{2} - u_{i}^{2}$$
(1.33)

co łatwo można sprawdzić poprzez ich różniczkowanie względem ξ . Powyższe stałe ruchu opisują zasadę zachowania liczby fotonów, zwaną związkiem Manley-Rowe'a, który można zapisać w tradycyjnej postaci, korzystając ponownie z definicji wielkości u_k :

$$\frac{1}{\omega_s}\frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{\omega_i}\frac{dI_i}{dz} = -\frac{1}{\omega_p}\frac{dI_p}{dz}$$
(1.34)

Pierwsza i druga stała ruchu m_1, m_2 oznacza, że suma fotonów w wiązce pompującej i sygnałowej bądź pompującej i jałowej jest zachowana, tzn. jeden foton z wiązki pompującej zamienić się może tylko w jeden foton wiązki sygnałowej oraz jeden foton wiązki jałowej, przy czym możliwy jest także proces odwrotny. Trzecia stała m_3 ruchu oznacza, że dla wiązki sygnałowej i jałowej różnica w liczbie fotonów jest stała. Istnieje analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowych (1.31), które po raz pierwszy zostały odcałkowane przez Armstronga [12]:

$$u_{p}^{2}(\xi) = u_{p1}^{2} + (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}, \gamma]$$

$$u_{s}^{2}(\xi) = u_{i}^{2}(0) + u_{p}^{2}(0) - u_{p1}^{2} - (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}, \gamma]$$

$$u_{s}^{2}(\xi) = u_{s}^{2}(0) + u_{p}^{2}(0) - u_{p1}^{2} - (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}, \gamma]$$
(1.35)

gdzie funkcja sn jest eliptyczną całką Jacobiego. Pełne wyprowadzenie analitycznego rozwiązania znajduje się w dodatku A.

Dla pewnych szczególnych przypadków, np. gdy na wejściu nie ma wiązki jałowej bądź gdy $\Delta k = 0$, rozwiązania przyjmują znacznie prostszą postać. Analizę szczególnych rozwiązań równań (1.35) znaleźć można np. w pracy [13]. Dla przypadku wzmacniacza parametrycznego szczególne znaczenie ma pierwszy przypadek, tj. gdy $I_i(0) = 0$, co odpowiada sytuacji, gdy na wejściu układu obecne są jedynie dwie wiązki: silna wiązka pompująca i słaba wiązka sygnałowa - wzmacniana. W szczególności, wzór opisujący wzmocnienie nienasycone⁶ można otrzymać podstawiając w równaniach (1.24) warunek na stałe natężenie wiązki pompującej $dA_p/dz = 0$. Postulując rozwiązanie w postaci funkcji wykładniczych, wyprowadzić można rozwiązanie, opisujące nienasycone wzmocnienie parametryczne [4]:

$$G = 1 + \left(\frac{\Gamma}{g}\sinh(gL)\right)^{2}$$

gdzie: $g = \sqrt{\Gamma^{2} - (\Delta k/2)^{2}}$
$$\Gamma = 4\pi d_{eff} \sqrt{\frac{I_{p}}{2\epsilon_{0}cn_{p}n_{s}n_{i}\lambda_{s}\lambda_{i}}}$$
(1.36)

zaś L jest długością kryształu. Wielkości wszystkich współczynników załamania wyliczyć można z formuły Sellmeiera - Dodatek C.4. Dodatkowo należy pamiętać, że w przypadku dopasowania fazowego pierwszego typu, współczynnik złamania dla wiązki pompującej zależy także od kąta dopasowania fazowego: $n_p(\theta)$.

Ze względu na uwzględnienie czynnika niedopasowania fazowego wzór (1.36) w Rozdziale 2 posłuży do wyliczenia kształtu profilu parametrycznego wzmocnienia. Dla dużego wzmocnienia wyrażenie (1.36) zapisać można w następującej postaci:

$$G \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\Gamma}{g}\right)^2 e^{2gL} \tag{1.37}$$

które, w przypadku niewielkiego niedopasowania fazowego $\Delta k/2 \ll \Gamma$, można dodatkowo uprościć do następującej postaci:

$$G \approx \frac{1}{4} e^{2\Gamma L} \sim e^{d_{eff} L} \sqrt{aI_p}$$
(1.38)

gdzie a jest pewną dodatnią stałą. Ze względu na szereg założeń poczynionych przy wyprowadzania wzoru (1.38), może on służyć jedynie do jakościowej analizy wzmocnienia parametrycznego. Głównym wnioskiem płynącym ze wzoru

 $^{^6 {\}rm W}$ tym przypadku nienasycone wzmocnieni oznacza, że natężenie wiązki sygnałowej, podczas całego procesu jest znacznie mniejsze niż natężenie wiązki pompującej: $I_s \ll I_p$

(1.38) jest eksponencjalna zależność wzmocnienia od długości ośrodka, efektywnego współczynnika nieliniowości oraz pierwiastka z natężenia wiązki pompującej. Oznacza to np., że przy czterokrotnym zmniejszeniu natężenia wiązki pompującej, wzmocnienie pozostanie na tym samym poziomie przy dwukrotnym wydłużeniu kryształu.

Zgodnie z równaniami (1.26), obok ewolucji natężeń zmieniają się także względne fazy ϕ_k oddziaływujących wiązek. Równania opisujące ich ewolucje przekształcić można do następującej postaci [14]:

$$\frac{d\phi_s}{dz} = -\frac{I_p\omega_s}{I_s\omega_p} \left(\frac{1}{2}\Delta k + \frac{I_o\omega_p}{I_p}g\Gamma\right)
\frac{d\phi_i}{dz} = -\frac{I_p\omega_i}{I_i\omega_p} \left(\frac{1}{2}\Delta k + \frac{I_o\omega_p}{I_p}g\Gamma\right)
\frac{d\phi_p}{dz} = -\left(\frac{1}{2}\Delta k + \frac{I_o\omega_p}{I_p}g\Gamma\right)$$
(1.39)

które mogą zostać bezpośrednio odcałkowane, korzystając z rozwiązań opisujących ewolucję natężeń (1.35).

Stosując analogiczne założenia, jak podczas wyprowadzenia wzoru na wzmocnienie nienasycone (1.36), można napisać jawną postać na ewolucję fazy wiązki sygnałowej [15]:

$$\operatorname{tg}\phi_s = \frac{B\sin A\cosh B - A\cos A\sinh B}{B\cos A\cosh B + A\sin A\sinh B}$$
(1.40)

przy czym wielkości A oraz B oznaczają odpowiednio: B = gL oraz $A = \Delta kL/2$.

Wprowadzane w tym rozdziale wzory posłużą do analizy procesu parametrycznego wzmocnienia, opisywanego w dwóch kolejnych rozdziałach rozprawy.

Rozdział 2

Parametryczne wzmacnianie - wzmacniacz nienasycony

W rozdziale tym przedstawione zostana wyniki numerycznych symulacji procesu wzmacniania parametrycznego. Główna część rozważań dotyczyła będzie wzmacniacza parametrycznego opartego na nieliniowym krysztale BBO (Beta Boran Baru, β -BaB₂O₄), choć dodatkowo przeanalizowane zostaną także inne kryształy nieliniowe. Szczególny nacisk położny będzie na uzyskanie szerokopasmowego wzmocnienia w bliskiej podczerwieni wokół długości fali 800 nm, przy wykorzystaniu drugiej harmonicznej z impulsowego lasera Nd:YAG o długości fali 532 nm jako lasera pompujacego. Ponadto zostanie przeanalizowana możliwość parametrycznego wzmacniania impulsów ultrafioletowych wokół długości fali 400 nm, przy wykorzystaniu jako lasera pompującego czwartej harmonicznej lasera Nd:YAG o długości fali 266 nm. Przedstawione rozważania będa dotyczyły wyboru optymalnego kryształu, doboru kąta dopasowania fazowego θ (tj. kąta pomiędzy osią optyczną kryształu a wiązką pompującą) oraz doboru kąta niewspółliniowości α (tj. kata pomiędzy wiązką pompującą a sygnałową) tak, aby uzyskać możliwie wysoki współczynnik wzmocnienia, przy jednoczesnym zachowaniu szerokiego pasma przetwarzania.

2.1 Konfiguracja współliniowa

Pierwsze doświadczalne realizacje parametrycznych wzmacniaczy światła (OPA - ang. Optical Parametric Amplifier) korzystały ze współliniowej konfiguracji wiązek. Szczegółowy opis konstrukcji wzmacniaczy OPA oraz ich zastosowań można znaleźć w zbiorze publikacji [16]. W takich układach dopasowanie fazowe uzyskiwane jest typowo poprzez odpowiednie ustawienie kąta θ - krytyczne dopasowanie fazowe lub poprzez utrzymywanie kryształu nieliniowego w odpowiedniej temperaturze [17] tak, aby zapewnić warunek niekrytycznego dopasowania fazowego. Współliniowa konfiguracja wiązek jest stosowana rutynowo w laserach impulsowych o stosunkowo długim czasie trwania impulsu, który typowo wynosi parę ns.

Korzystając ze wzoru (1.17), można wyliczyć kąt idealnego dopasowania fazowego θ w procesie parametrycznego mieszania trzech fal dla konfiguracji współliniowej w pierwszym typie dopasowania fazowego *ooe*. Wielkości wymagane do wyliczenia kąta dopasowania fazowego to: długość fali wiązki pompującej, sygnałowej oraz jałowej a także odpowiadające im współczynniki załamania dla fali zwyczajnej i nadzwyczajnej, które wyliczyć można z formuły Sellmeiera dla kryształu BBO (Dodatek C.4). Długość fali wiązki jałowej można wyliczyć korzystając z zasady zachowania energii w procesie parametrycznym (1.7).

Mając wszystkie niezbędne wielkości, można wyliczyć kąt dopasowania fazowego dla procesu wzmacniania parametrycznego w krysztale BBO, przy pompowaniu laserem o długości fali 532 nm. Wykres obrazujący obliczony kąt θ w funkcji długości fali wiązki sygnałowej przedstawiony został na Rysunku 2.1. Analizując wykres dopasowania fazowego można zauważyć, że warunek idealne-



Rysunek 2.1: Wykres dopasowania fazowego ($\Delta k = 0$) w procesie parametrycznego wzmocnienia w krysztale BBO (typ I) przy pompowaniu laserem o długości fali 532 nm.

go dopasowania fazowego, może być spełniony w szerokim zakresie długości fal. Jednocześnie każdej długości fali wiązki sygnałowej odpowiada inny kąt dopasowania fazowego $\theta(\lambda)$. Następstwem tej zależności jest fakt, że o ile dla zadanego kąta dopasowania fazowego spełniony może być warunek $\Delta k(\lambda_0) = 0$, o tyle dla innej długości fali przy tym samym ustawieniu kryształu, warunek ten nie jest już spełniony $\Delta k(\lambda) \neq 0$. Efektem niedopasowania fazowego jest zmniejszenie wzmocnienie, które wykładniczo maleje wraz z czynnikiem Δkz . W praktyce efekt niedopasowania fazowego oznacza, że pasmo wzmocnienia wokół długości fali λ_0 ma skończoną szerokość.

Aby ilościowo odpowiedzieć na pytanie o wpływ niedopasowania fazowego na wzmocnienie, należy wyliczyć pełny kształt profilu wzmocnienia w funkcji długości fali. W tym celu kąt dopasowania fazowego $\theta = 22.06^{\circ}$ dobrany został w

taki sposób, aby zapewnić warunek idealnego dopasowania fazowego na długości fali $\lambda_0 = 800$ nm. Korzystając z zasady zachowania energii (wzór 1.7) oraz wykorzystując formuły Sellmeiera przy ustalonym kącie θ , można wyliczyć długość wektora niedopasowania falowego $\Delta k(\lambda)$ (1.10) w funkcji długości fali.

Następnie korzystając ze wzoru na wzmocnienie parametryczne w przypadku wzmocnienia nienasyconego (1.36) przy zadanych parametrach: natężenia wiązki pompującej I_p , długości kryształu L oraz efektywnego współczynnika nieliniowości d_{eff} , można wyliczyć współczynnik wzmocnienia parametrycznego G w funkcji długości fali. Na Rysunku 2.2 przedstawiony został obliczony profil wzmocnienia parametrycznego dla kryształu BBO i współliniowej konfiguracji wiązek przy pompowaniu laserem o długości fali 532 nm o natężeniu 530 MW/cm² i długości kryształu 11 mm¹. Efektywny współczynnik nieliniowości dla takiego



Rysunek 2.2: Profil parametrycznego wzmocnienie w krysztale BBO w konfiguracji współliniowej (kolor czerwony) wraz z wielkością niedopasowania fazowego (kolor niebieski). Kąt dopasowania fazowego $\theta = 22.06^{\circ}$, natężenie pompy 560 MW/cm², długości kryształu 11 mm.

procesu przyjmuje wartość $d_{eff} = 1.94 \text{ pm/V} [18,19].$

W dalszej części rozdziału powyższe parametry wzmacniacza, tj. długość i rodzaj kryształu, natężenie i długość fali wiązki pompującej oraz efektywny współczynnik nieliniowości będą takie jak powyżej, o ile zmiana nie zostanie wyraźnie zaznaczona.

Z Rysunku 2.2 odczytać można, że szerokość połówkowa pasma wzmocnienia w tym przypadku wynosi zaledwie 5 nm. Szerokość ta jest wystarczająca, aby efektywnie przetwarzać nanosekundowe impulsy laserowe, których szerokość

 $^{^1\}mathrm{Dobór}$ podanych wartości natężenia oraz długości kryształu wyjaśniony zostanie w dalszej części rozdziału.

spektralna jest znacznie mniejsza niż szerokość pasma wzmocnienia². Jednocześnie pasmo to jest zbyt wąskie, aby efektywnie przetwarzać impulsy femtosekundowe o czasie trwania krótszym niż 200 fs, co odpowiada impulsom o szerokości spektralnej, porównywalnej do szerokości pasma wzmocnienia. Dla krótszych impulsów (których widmo jest szersze niż 5 nm) wzmocniony zostanie jedynie wybrany fragment widma (efekt zawężanie widma), powodując tym samym ich czasowe wydłużenie.

2.2 Konfiguracja niewspółliniowa

Metodą, pozwalającą na poszerzenie pasma wzmocnienia we wzmacniaczu parametrycznym jest zastosowanie niewspółliniowej konfiguracji wiązek NOPA (ang. Noncollinear Optical Parametric Amplifier) [20,21]. Dzięki takiej konfiguracji można uzyskać niezwykle szerokie pasmo przetwarzania. Dzięki temu, wzmacniacze typu NOPA są narzędziem, pozwalającym na efektywne wzmacnianie impulsów femtosekundowych. W szczególności dzięki wykorzystaniu geometrii niewspółliniowej zostało zademonstrowane wzmacnianie impulsów femtosekundowych o czasie trwania poniżej 5 fs [22], co dopowiada szerokości pasma wzmocnienia powyżej 300 nm. Obszerny opis femtosekundowych wzmacniaczy parametrycznych NOPA można znaleźć w artykułach przeglądowych: [23,24].

W konfiguracji niewspółliniowej wiązka pompująca - propagująca się jako fala nadzwyczajna - ustawiona jest pod kątem θ względem osi optycznej. Jednocześnie wiązka sygnałowa ustawiona jest pod kątem niewspółliniowości α względem wiązki pompującej. Dzięki dwóm parametrom swobodnym, możliwe jest uzyskanie pasma wzmocnienia znacznie szerszego niż w przypadku konfiguracji współliniowej.

Zgodnie ze wzorem (1.18) - opisującym kąt dopasowania fazowego θ przy zadanym kącie niewspółliniowości α można wyliczyć kąt θ , spełniający warunek idealnego dopasowania fazowego w funkcji długości fali. Na Rysunku 2.3 pokazano wyliczone krzywe dopasowania fazowego dla kryształu BBO dla różnych kątów niewspółliniowości α . Analizując wykres dopasowania fazowego, zauważyć można, że dla kąta niewspółliniowości $\alpha \approx 2.3^{\circ}$ kąt dopasowania fazowego $\theta(\lambda)$ ma wartość prawię stałą - prawie pozioma linia dopasowania fazowego. Oznacza to, że dla wartości kąta $\theta \approx 23^{\circ}$ oraz $\alpha \approx 2.3^{\circ}$, warunek dopasowania fazowego $\Delta k \approx 0$ jest spełniony w szerokim zakresie długości fal. Dzięki temu pasmo wzmocnienie powinno mieć znacznie większą szerokość niż w przypadku współliniowej konfiguracji wiązek.

Jednakże wnioski płynące z analizy wykresu 2.3 dają jedynie informację jakościową co do szerokości pasma wzmocnienia, bez ilościowej informacji o jego szerokości, wielkości czy kształcie profilu wzmocnienia. Aby uzyskać pełną wiedzę o profilu wzmocnienia dla zadanej geometrii, jego kształt może zostać wyliczony ze wzoru 1.36, uwzględniając wielkość niedopasowania fazowego ΔkL .

²Szerokość spektralna impulsu o czasie trwania 1 n
s (zakładając impuls fourierowsko ograniczony) wynosi zaledwi
e $\Delta\lambda=10^{-4}$ nm (zależność czas - widmo znaleźć można w Dodatku C.2).



Rysunek 2.3: Warunek idealnego dopasowania fazowego w krysztale BBO (dla procesu typu *ooe*, przy pompowaniu falą o długości 532 nm) dla różnych kątów niewspółliniowości α .

W przypadku konfiguracji niewspółliniowej poprawne obliczenie długości wektora niedopasowania falowego Δk jest nieco trudniejsze niż w przypadku konfiguracji współliniowej, gdyż wymaga uwzględnienia obydwu kątów: θ oraz α . Dla dopasowania fazowego I typu wiązka sygnałowa oraz jałowa propagują się jako fale zwyczajne. Dla zadanej długości fali wiązki pompującej oraz kąta dopasowania fazowego θ można łatwo wyliczyć długość wektora falowego k_p , uwzględniając zależność współczynnika załamania od długości fali oraz kąta propagacji. Dla wiązki sygnałowej i jałowej współczynnik załamania nie zależy od kątów propagacji - obydwie propagują się jako fale zwyczajne - zależy jedynie od ich długości fali. Dla wiązki jałowej należy dodatkowo skorzystać z zasady zachowania energii tak, aby wyliczyć odpowiadającą jej długość fali. Wówczas wyrażenie na długość wektora falowego wiązki jałowej przyjmuje postać:

$$k_i = \frac{n_i \omega_i}{c} \qquad \omega_i = \omega_p - \omega_s \tag{2.1}$$

W typowej sytuacji wzmacniania parametrycznego na wejściu do układu nie ma wiązki jałowej. Oznacza to, że ustalone są jedynie dwa kąty procesu: θ oraz α a kąt tworzącej się wiązki jałowej γ (przy zadanej długości wektora k_i) będzie taki, aby minimalizować długość wektora niedopasowania falowego Δk , maksymalizując tym samym wzmocnienie. Z Rysunku 2.4, odczytać można, że wektor niedopasowania falowego Δk ma najmniejszą długość, gdy tworząca się wiązka jałowa będzie propagować się wzdłuż odcinak \overline{BD} . Przy zadanych wartościach: k_p ,



Rysunek 2.4: Konfiguracja wiązki jałowej w procesie parametrycznym. Niedopasowania falowe Δk jest najmniejsze, gdy wiązka jałowa propaguje się wzdłuż odcinka \overline{BD} .

 k_s oraz α , korzystając z twierdzenia cosinusów, wyliczyć można długość odcinka \overline{BD} . Pozwala to napisać wyrażenie na długość wektora niedopasowania falowego:

$$\Delta k = BD - k_i$$

gdzie: $\overline{BD} = \sqrt{k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cos \alpha}$ (2.2)

Warto zauważyć, że dla konfiguracji niewspółliniowej $\alpha \neq 0$, tworząca się wiązka jałowa posiada dyspersję kątową (kąt γ jest funkcją długości fali), wynikającą z warunku minimalizacji niedopasowania falowego, oddzielnie dla każdej długości fali wiązki sygnałowej. Powstawanie dyspersji kątowej wiązki jałowej schematycznie przedstawione zostało na Rysunku 2.5.



Rysunek 2.5: Powstawanie dyspersji kątowej dla generowanej wiązki jałowej $\gamma(\lambda)$ w przypadku wzmacniania szerokiego widma.

Wyliczona wartość Δk wraz z pozostałymi wielkościami tworzy komplet danych, umożliwiający wyliczenie nienasyconego współczynnika wzmocnienia Gprzy ustalonych następujących parametrach: I_p , d_{eff} oraz grubości kryształu L. Powtarzając tę procedurę dla różnych długości fali wiązki sygnałowej, dla zadanych kątów θ oraz α , można wyliczyć profil wzmocnienia parametrycznego (przy założeniu wzmacniacza nienasyconego).

2.3 Wyniki symulacji IR

Korzystając ze wzoru na nienasycone wzmocnienie parametryczne (1.36) oraz procedury obliczania Δk opisanej w poprzednim podrozdziale, możliwe jest wyliczenie wzmocnienia G w funkcji: długości fali oraz kątów dopasowania fazowego θ oraz niewspółliniowości α . W ten sposób otrzymuje się 4-wymiarową przestrzeń parametrów (trzy zmienne niezależne: θ , α , λ oraz jedna zmienna zależna G), która ze względu na wymiar przestrzeni jest trudna zarówno do wizualizacja jak i analizy ilościowej.

W celu identyfikacji optymalnego zestawu kątów (kąty θ oraz α) wymiar przestrzeni parametrów może zostać zredukowany o jeden, poprzez scałkowanie (zsumowanie) wzmocnienia $G(\lambda)$ po długościach fali. W ten sposób otrzymuje się trójwymiarową przestrzeń, w której parametrami niezależnymi są kąty θ i α a zmienną zależną jest wielkość proporcjonalna do całki z profilu wzmocnienia. Przy założeniu płaskiego widma wejściowego $S(\lambda) = \text{const}$, całka z profilu wzmocnienia proporcjonalna jest do energii wyjściowej impulsu wzmocnionego, zgodnie ze wzorem:

$$E_{out} \sim \int S(\lambda)G(\lambda)d\lambda = E_{in} \int G(\lambda)d\lambda$$
 (2.3)

Taka reprezentacja wyników stanowi dwu
wymiarową mapę energii impulsu wzmocnionego E_{out} w funkcji kątów
 θ i $\alpha.$

Należy pamietać o tym, że w celu uzyskania wysokiej mocy szczytowej na wyjściu układu, obok wysokiej energii, czas trwania impulsów powinien być możliwie krótki (P = E/t), co pociaga za soba warunek na szerokopasmowość wzmocnienia. Analizując wzór na wzmocnienie parametryczne (1.36) dla obszaru o niewielkich zmianach kątów θ i α (co dopowiada niewielkiej zmianie współczynników załamania), można zauważyć, że wielkość wzmocnienia zależy w głównej mierze od czynnika niedopasowania fazowego $\Delta k(\lambda)$. Zatem energia wyjściowa, zgodnie ze wzorem (2.3), będzie tym większa, im szerszy będzie zakres, dla którego spełniony jest warunek dopasowania fazowego. Dzieki temu analiza dwuwymiarowej mapy z całki profilu wzmocnienia, pozwala jednoznacznie zidentyfikować obszary o szerokim profilu wzmocnienia, nie dając jednocześnie informacji o jego położeniu czy przebiegu. Na Rysunku 2.6 przedstawiona została wyliczona mapa scałkowanego wzmocnienia parametrycznego w funkcji katów procesu dla kryształu BBO przy pompowaniu wiązką o długości fali 532 nm. Na Rysunku 2.6 można zidentyfikować pojedyncze maksimum, odpowiadające kątom $\alpha \approx 2.4^{\circ}$ oraz $\theta \approx 23^{\circ 3}.$ Dla tego maksimum całka z profilu wzmocnienia przyjmuje wartość największą, jednoznacznie identyfikując tym samym położenie obszaru szerokopasmowego wzmocnienia parametrycznego.

Rysunek 2.7 pokazuje kolejne zbliżenia obszaru szerokopasmowego wzmocnienia tak, aby precyzyjniej można było określić wartości kątów, dla których wzmocnienie jest optymalne - najszersze oraz zakres tolerancji ustawienia kątów.

 $^{^3{\}rm K}$ ąty odnoszą się do propagacji wiązek wewnątrz kryształu, aby policzyć kąt na zewnątrz (w powietrzu), należy dodatkowo skorzystać z prawa Snella.



Rysunek 2.6: Mapa przedstawiająca całkę po długościach fali z nienasyconego profilu wzmocnienia parametrycznego w funkcji kąta dopasowania fazowego θ oraz kąta niewspółliniowości α .



Rysunek 2.7: Zbliżenie obszaru maksymalnego wzmocnienia, w celu identyfikacji optymalnego zestawu kątów a także tolerancji ich ustawienia.

Położenie maksimum, odpowiada kątom $\alpha = 2.345^{\circ}$ oraz $\theta = 23.785^{\circ}$. Na Rysunku 2.8 został przedstawiony profil wzmocnienia $G(\lambda)$ (linia czarna) obliczony dla podanych kątów. Dodatkowo na tym samym wykresie pokazano wartość czynnika niedopasowania fazowego ΔkL (linia czerwona), decydującego o kształcie profilu wzmocnienia. Zauważyć można, że kształt profilu wzmocnienia


Rysunek 2.8: Profil wzmocnienia parametrycznego w funkcji długości fali (linia czarna), obliczony dla optymalnych kątów. Czerwoną linią oznaczono odpowiadającą tej geometrii wielkość niedopasowania fazowego Δkz a linią zieloną fazę ϕ_s nabytą przez wiązkę sygnałową.

odpowiadającego maksimum całki (2.3) jest pojedynczym (nierozdzielonym) obszarem, którego szerokość wynosi ponad 200 nm (wysokie wzmocnienie w zakresie fal: 750 – 950 nm). Dodatkowo na tym samym wykresie została wyrysowana faza ϕ_s wiązki sygnałowej (wyliczoną ze wzoru 1.40), którą nabywa ona podczas wzmacniania parametrycznego. Kształt fazy wiązki sygnałowej naśladuje przebieg niedopasowania fazowego. Ponadto ze względu na jej kształt, przypominający funkcję trzeciego stopnia, powinna ona być w łatwy sposób kompensowalna (przez niewielką korektę ustawień kompresora - zmiana kąta padania wiązki na siatkę).

Zauważyć można, że obszarowi szerokopasmowego wzmocnienia odpowiada wartość niedopasowania fazowego $\Delta kL < 2\pi$. Analiza kształtu funkcji $\Delta k(\lambda)$ dla różnych konfiguracji kątów również pozwala na identyfikację obszaru szerokopasmowego wzmacniania, któremu odpowiada możliwie płaski przebieg niedopasowania fazowego położony blisko wartości 0.

Z mapy scałkowanego profilu wzmocnienia ukazanej na Rysunku 2.7 wynika, że dobór kątów oraz precyzja ich nastawienia są bardzo krytyczne. Na Rysunku 2.10 przedstawiona została mapa scałkowanego wzmocnienia w funkcji długości fali oraz kąta θ dla optymalnego ustawienia kąta niewspółliniowości α wraz z profilami wzmocnienia wyliczonymi dla kilku wartości kąta θ . Analogiczny Rysunek 2.9 przedstawia mapę scałkowanego wzmocnienia w funkcji długości fali i



kąta niewspółliniowości α przy optymalnym kącie ustawiania θ . Analizując oby-

Rysunek 2.9: a) - Mapa wzmocnienia w funkcji długości fali i kąta niewspółliniowości α przy optymalnym ustawieniu kąta dopasowania fazowego $\theta = 23.785^\circ$, b) - przekroje przez mapę wzmocnienia - profile wzmocnienia dla kilku wybranych kątów α .



Rysunek 2.10: a) - Mapa wzmocnienia w funkcji długości fali i kąta dopasowania fazowego θ przy optymalnym ustawieniu kąta niewspółliniowości $\alpha = 2.345^{\circ}$, b) - przekroje przez mapę wzmocnienia - profile wzmocnienia dla kilku wybranych kątów θ .

dwa rysunki, odczytać można, że wymagana precyzja ustawienia kątów musi być lepsza niż 0.015° tak, aby całka z profilu wzmocnienia nie spadła bardziej niż o 50% [25].

Zgodnie z przedstawionym wcześniej rozumowaniem oraz Rysunkiem 2.5, wiązka jałowa będzie dla różnych długości fal λ_i propagować się pod takim kątem γ , aby minimalizować długość wektora niedopasowania falowego. Obliczony kąt propagacji wiązki jałowej γ w funkcji długości fali dla optymalnego zestawu kątów θ i α został przedstawiony na Rysunku 2.11 - linia czerwona. Dodatkowo



Rysunek 2.11: Kąt wiązki jałowej wytworzonej w procesie parametrycznego wzmocnienia dla optymalnego ustawienia geometrii wiązek w funkcji długości fali (linia czerwona) oraz profil wzmocnienia wiązki jałowej - linia czarna.

linią czarną został wyrysowany profil wzmocnienia dla wiązki jałowej, odpowiadający optymalnemu zestawowi kątów. Choć jego szerokość przekracza 700 nm, to szerokość widma wyrażona w częstościach $\Delta \nu$ odpowiada dokładnie szerokości pasma wzmocnienia dla wiązki sygnałowej.

Własnością wzmocnienia parametrycznego w reżimie wysokiego wzmocnienia oraz idealnego dopasowania fazowego jest jego wykładnicza zależność od pierwiastka z natężenia - wzór 1.38:

$$G \sim e^{a\sqrt{I_p d_{eff}L}} \tag{2.4}$$

Zgodnie z tym wzorem, zmniejszenie natężenia wiązki pompującej możliwe jest do skompensowania poprzez odpowiednie wydłużenie kryształu. W rzeczywistości prawie nigdy warunek idealnego dopasowania fazowego nie jest spełniony (Rysunek 2.8, zbiór punktów, spełniających warunek $\Delta k = 0$ jest miary zero) i założenie o wykładniczym wzmocnienie nie jest spełnione w sposób ścisły. W przypadku, gdy $\Delta k \neq 0$, wzmocnienie parametryczne opisuje jest wzór (1.36) (słuszny przy założeniu nienasyconego wzmocnienia), który był wykorzystywany do wyliczania kształtu profilu wzmocnienia. Zgodnie z tym wzorem ze względu na obecność czynnika niedopasowania fazowego Δk w argumencie funkcji sinh zmiana długości kryształu nie jest możliwa do skompensowania jedynie przez zmianę natężenia wiązki pompującej. Zatem kształt profilu wzmocnienia, a w szczególności jego szerokość, zależy od długości kryształu i natężenia wiązki pompującej. Na Rysunku 2.12 zostały przedstawione wyliczone kształty profilu wzmocnienia dla różnych kombinacji parametrów długości kryształu L i natężenia wiązki pompującej I_p , dobieranych w taki sposób, aby wzmocnienie na długości fali 820 nm miało tę samą wartość. Analizując Rysunek 2.12, można zauważyć, że



Rysunek 2.12: Profile wzmocnienia parametrycznego przy pompowaniu wiązką o długości fali 532 nm dla różnych parametrów natężenia wiązki pompującej i długości kryształu, przy zachowaniu wzmocnienia na długości fali 820 nm na stałym poziomie.

przy zachowanym całkowitym wzmocnieniu na tym samym poziomie, szersze pasmo uzyskuje się dla wyższych natężeń (przy krótszych długościach kryształu). Wynika to z faktu, że czynnik niedopasowania fazowego Δk , decydujący o szerokości pasma wzmocnienia, mnożony jest przez długość kryształu *L*. Zwiększenie natężenia wiązki pompującej z jednoczesnym skróceniem kryształu, poza poszerzeniem pasma wzmocnienia, ma także wpływ na tolerancję ustawienia kątów. Efekt ten przedstawiony został na Rysunku 2.13, na którym wyrysowane zostały mapy scałkowanego wzmocnienia dla trzech różnych kombinacji natężenia i długości kryształu, przy zachowaniu wzmocnienia na stałym poziomie. Wniosek płynący z analizy tych rysunku jest taki, że im krótszy jest kryształ (większe natężenie), tym obszar odpowiadający optymalnemu zakresowi kątów jest większy, co skutkuje zwiększeniem tolerancji ustawienia kątów.

Zatem z powodu poszerzenia pasma wzmocnienia oraz zwiększonej tolerancji na ustawienie kątów, celowe wydaje się używanie możliwie najwyższych natężeń wiązki pompującej. Dla kryształu BBO oraz nanosekundowych impulsów pompujących o następujących parametrach (typowy laser pompujący Nd:YAG): długość fali 532 nm, czas trwania 10 ns, częstość repetycji 10 Hz, maksymalne dopuszczalne natężenie światła wynosi 1.3 GW/cm² [26–30]. W reżimie impulsów nanosekundowych - ograniczenie to wyznaczone jest przez termiczne uszkodzenie powierzchni kryształu. Ze względów na niejednorodności rozkładu natężenia



Rysunek 2.13: Porównanie szerokości obszaru optymalnego zakresu parametrów kątów dla różnych natężeń wiązki pompującej przy zachowaniu wzmocnienia na stałym poziomie.

w wiązce pompującej, fluktuacje energii impulsów, niebezpieczeństwo pracy wielomodowej oscylatora laserowego (podnoszącego znacznie natężenie szczytowe), zanieczyszczenia oraz niedoskonałości kryształu w praktyce bezpieczne natężenia wiązki pompującej wyznaczone zostało na poziomie 560 MW/cm². Dla tej wartości przeprowadzane były symulacje wzmacniania parametrycznego.

2.4 Analiza wyboru kryształu

Alogiczna procedura poszukiwania optymalnego profilu wzmocnienia została przeprowadzona także dla innych niż BBO kryształów nieliniowych. Kryterium selekcji kryształów był warunek, aby przy pompowaniu laserem o długości fali 532 nm było możliwe uzyskanie szerokopasmowego wzmocnienia w zakresie bliskiej podczerwieni. Kryształy nieliniowe spełniające powyższe kryterium to między innymi: BBO, KDP, DKDP, LBO, CLBO oraz LiIO₃.

Podobnie jak w przypadku kryształu BBO, tak i w przypadku każdego z wymienionych powyżej kryształów zasadne jest użycie maksymalnego dopuszczalnego natężenia wiązki pompującej tak, aby pracować w optymalnych warunkach wzmacniania. Ze względu na to, że dostępne w literaturze wartości progów zniszczenia dla różnych kryształów, wyznaczane były przy użyciu impulsów laserowych o różnych czasach trwania, wielkości te nie są ze sobą bezpośrednio porównywalne. Aby ujednolicić natężenia progu zniszczenia dla wszystkich kryształów, posłużono się prawem skalującym natężenia progu zniszczenia (w funkcji długości trwania impulsu), zgodnie ze wzorem: $LIDT \sim \tau^{\alpha}$ (ang. Laser Induced Damage Threshold), gdzie α przyjmuje wartości z zakresu $0.4 < \alpha < 0.5$ [31,32]. Powyższe prawo skalowania jest słuszne w zakresie czasu trwania impulsów laserowych od 20 ps do 100 ns, dla którego głównym mechanizmem zniszczenia jest depozycja ciepła w kryształe. Podczas wyliczania profili wzmocnienia dla każdego z kryształów uwzględniono odpowiadającą mu wartość efektywnego współczynnika nieliniowego d_{eff} [18,19] oraz maksymalne natężenia wiązki pompującej - odpowiadające progowi zniszczenia [33,34]. Dla każdego kryształu, jego długość dobierana była tak, aby maksymalna wartość współczynnika wzmocnienia nienasyconego oscylowała w granicach 600. Tak obliczone optymalne profile wzmocnienia dla różnych kryształów przedstawione zostały na Rysunku 2.14. Dla większości kryształów



Rysunek 2.14: Porównanie optymalnych profili wzmocnienia dla różnych kryształów nieliniowych w procesie parametrycznego wzmocnienia przy pompowaniu laserem 532 nm o natężeniu odpowiadającym natężeniu zniszczenia dla odpowiedniego kryształu. Na poziomej skali odłożona jest długość fali, w odstępach odpowiadających równym energiom (skala proporcjonalna do częstości - energii fotonu).

w dopasowaniu fazowym I typu (z wyjątkiem KDP i DKDP) możliwe jest uzyskanie szerokiego pasma wzmocnienia w okolicy długości fali 800 nm. Przy czym największą szerokość pasma wzmocnienia uzyskuje się w krysztale LBO i BBO.

Zgodnie ze wzorem (1.36) przy zadanych długościach fali wielkość wzmocnienia parametrycznego zależy nie tylko od natężenia wiązek i współczynnika nieliniowości d_{eff} , ale także od wielkości współczynników załamania dla wszystkich trzech wiązek. Zatem, aby móc bezpośrednio ze sobą porównywać różne kryształy pod kątem wielkości wzmocnienia, można wprowadzić syntetyczną miarę jakości kryształu w procesie parametrycznego wzmacniania - FOM (ang. Figure Of Merit). Wielkość ta uwzględnia współczynniki załamania dla wszystkich wiązek dla optymalnej konfiguracji geometrii wiązek, efektywny współczynnik nieliniowy a także maksymalne natężenie wiązki pompującej I_p^{max} równe progowi zniszczenia. Wielkość FOM można wyrazić następującym wzorem:

$$FOM \sim d_{eff} \sqrt{\frac{I_p^{max}}{n_s n_i n_p}} \tag{2.5}$$

W tabeli 2.1, przedstawiono porównanie właściwości kryształów nieliniowych oraz ich miar jakości FOM zdefiniowanych jak wyżej, z wyszczególnieniem: efektywnego współczynnika nieliniowości, ujednoliconego natężenia progu zniszczenia, kąta niewspółliniowości dla optymalnej geometrii, kąta akceptacji⁴ - θ_{akc} [35]. Ponadto został policzony kąt $\Delta \alpha$, zdefiniowany jako kąt pomiędzy wektorem falowym wiązki sygnałowej a kierunkiem wektora Poyntinga wiązki pompującej dla konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej. Wielkość ta jest odpowiedzialna za szybkość przestrzennej separacji wiązek podczas propagacji w krysztale, ograniczając tym samym maksymalną drogę, na której możliwe jest efektywne wzmacnianie parametryczne. Zjawisko separacji wiązek ma szczególne znaczenie w przypadku, gdy średnica oddziaływujących wiązek jest niewielka w porównaniu z długością kryształu. Wielkość współczynnika FOM została unor-

Kryształ	d_{eff}	I_p^{max}	FOM	α	θ_{akc}	$\Delta \alpha$
nieliniowy	[pm/V]	$[GW/cm^2]$	$d_{eff}\sqrt{rac{I_p^{max}}{n_s n_i n_p}}$	[st.]	$[st. \cdot cm]$	[st.]
BBO	2.02	13.5	1.00	2.34	0.034	0.75
CLBO	0.35	26	0.28	1.59	0.066	0.19
LBO	0.84	45	0.80	1.20	0.146	0.89
KDP	0.27	16	0.17	1.02	0.073	0.58
DKDP	0.22	6	0.08	0.08	0.081	1.35
LiIO ₃	2.37	3	0.46	4.16	0.023	0.03

Tabela 2.1: Porównanie właściwości kryształów nieliniowych. Wartości progu zniszczenia I_p^{max} podana jest dla lasera o długości fali 1064 nm i czasie trwania 1 ns.

mowana do 1 dla kryształu BBO, przy czym im wyższy jest współczynnik FOM, tym wzmacnianie zachodzi efektywniej. Dla przykładu: dla uzyskania w krysztale DKDP takiego samego wzmocnienia, jak w krysztale BBO, długość kryształ DKDP musi być ponad 12 krotnie większa niż dla kryształu BBO przy użyciu maksymalnego natężenia wiązki pompującej dla obydwu kryształów.

Kryształami stanowiącymi alternatywę dla kryształu BBO pod względem szerokości pasma oraz jego położenia są kryształy: CLBO, LBO, LiIO₃ (Rysunek 2.14). Jednakże zarówno kryształ LiIO₃, jak i CLBO mają ponad dwukrotnie mniejszy FOM niż kryształ BBO. Oznacza to, że realną alternatywą dla kryształu BBO może stanowić jedynie kryształ LBO, choć jego pasmo wzmocnienia jest nieznacznie przesunięte w stronę podczerwieni, co może mieć znaczenie w przypadku impulsów zasiewających, pochodzących z oscylatora femtosekundowego opartego na kryształe szafiru.

Wielkość FOM, pasmo wzmocnienia (położenie i szerokość) oraz kąt separacji wiązek nie są jedynymi parametrami, które należy mieć na uwadze podczas wyboru kryształu do budowy wzmacniacza parametrycznego. Wielkościami, które dodatkowo wpływają na efekt końcowy wzmacniacza są:

⁴Kąt akceptacji podzielony przez długość kryształu jest kątem odstrojenia, dla którego wartość niedopasowania fazowego wynosi $\Delta kL = \pm \pi$. Wielkość ta informuje o wymaganej precyzji ustawienie kąta kryształu.

- kąt akceptacji θ_{akc} określający tolerancję danego kryształu na błędy ustawiania kątów (wielkość tę należy podzielić przez długość kryształu wyrażoną w cm),
- temperaturowy współczynnik rozfazowania (ang. thermal mismatch) określający, jak bardzo może zmienić się temperatura kryształu, aby proces nie przestawał być dopasowany fazowo (również zależy od długości kryształu),
- wielkość absorpcji liniowej oraz dwufotonowej (rozważania dotyczące absorpcji w krysztale znajdują się w rozdziale 3),
- właściwości mechaniczne kryształu takie jak np. higroskopijność czy twardość materiału. Z powodów niekorzystnych właściwości mechanicznych praca z kryształem CLBO jest znacznie utrudniona, gdyż kryształ ten kruszy się przy wilgotności powietrza powyżej 40% [36],
- koszt kryształu oraz maksymalna wielkość kryształu możliwa do wyhodowania - co ma szczególne znaczenie w przypadku skalowania wzmacniacza do dużych energii (dla BBO i LBO maksymalna apertura kryształu wynosi około 2 cm, co ogranicza energię impulsu do pojedynczych dżuli. Większe energie uzyskać można stosując kryształy KDP lub DKDP).

Uwzględniając wszystkie podane powyżej aspekty, do budowy parametrycznego wzmacniacza IR (ang. InfraRed) kryształ BBO wydaje się być optymalnym wyborem.

2.5 Wyniki symulacji UV

Wyniki uzyskane w poprzednim dwóch podrozdziałach jednoznacznie wskazują na możliwość uzyskania szerokopasmowego wzmacniania światła w obszarze bliskiej podczerwieni. Dzięki nierezonansowemu charakterowi tego procesu, istnieje możliwość zmiany zakresu pracy takiego układu poprzez odpowiedni dobór długości fali wiązki lasera pompującego oraz geometrii. W tym podrozdziale przedstawione zostaną wyniki modelowania wzmacniacza parametrycznego, pracującego w zakresie bliskiego ultrafioletu - UV (wokół długości fali $\lambda_s = 400$ nm), przy jednoczesnym szerokim profilu wzmocnienia. Motywacją do badania tego zagadnienia jest potrzeba generacji intensywnych ultrafioletowych impulsów laserowych wymaganych np. w mikroobróbce laserowej [37] czy fotochemii molekularnej [38].

We wzmacniaczu parametrycznym długość fali lasera pompującego musi być mniejsza niż długość fali wiązki wzmacnianej. Ponadto długości fal wszystkich trzech wiązek: sygnałowej - 400 nm, jałowej oraz pompującej, muszą znajdować się w oknie przezroczystości kryształu (dla BBO odpowiada to zakresowi fal 190 – 2500 nm [39]). Dolnym ograniczeniem długości fali wiązki pompującej jest krótkofalowa granica absorpcji wiązki pompującej w krysztale BBO. Natomiast górne ograniczenie związane jest z absorpcją wygenerowanej wiązki jałowej przez długofalową krawędź absorpcji. Pozwala to wyliczyć zakres długości fal wiązki pompującej (dla sali sygnałowej $\lambda_s = 400$ nm):

$$190 \text{ nm} < \lambda_p < 340 \text{ nm} \tag{2.6}$$

Laser pompujący musi pracować w podanym powyżej zakresie długości fal, jednocześnie musi generować impulsy o odpowiednio wysokiej energii oraz natężeniu tak, aby było możliwe uzyskanie dużego wzmocnienia parametrycznego przy wysokiej energii impulsu wzmocnionego. Laserem dobrze spełniającym powyższe kryteria, jednocześnie łatwo dostępnym komercyjnie, jest laser Nd:YAG z układem generacji czwartej harmonicznej o długości fali 266 nm = 1064 nm/4. Z tego powodu w dalszych rozważaniach wzmacniacza parametrycznego UV długość fali wiązki pompującej ustalona zostaje na $\lambda_p = 266$ nm.

Podobnie jak w podczerwieni, tak i w tym przypadku natężenie wiązki pompującej powinno być możliwie wysokie tak, aby: minimalizować przestrzenną separację wiązek, poszerzyć pasmo wzmocnienia a także zwiększyć tolerancję ustawienia kątów. W przypadku kryształu BBO przy pompowaniu laserem o długości fali 266 nm o czasie trwania rzędu kilku ns, próg zniszczenia jest znacznie niższy niż dla wzmacniacza IR i wynosi około 200 MW/cm² [26,28,40]. Aby uniknąć przypadkowego zniszczenia kryształu, wynikającego z fluktuacji energii lasera a także niejednorodności rozkładu natężenia w wiązce, zasadna wydaje się praca z natężeniem nieprzekraczającym 100 MW/cm².

Analogicznie do rozważań z części podczerwonej, ze względu na wąskie pasmo wzmocnienia dla konfiguracji współliniowej, nie będzie ona brana pod uwagę a przedstawione wyniki będą dotyczyły jedynie konfiguracji niewspółliniowej.

Stosując procedurę numeryczną do wyznaczania profilu wzmocnienia (opisaną w poprzednich podrozdziałach) oraz przy pozostałych parametrach procesu:

- natężenie wiązki pompującej $I_p = 100 \text{ MW/cm}^2$,
- długość kryształu BBO L = 20 mm,
- efektywny współczynniku nieliniowości $d_{eff} = 1.3 \text{ pm/V} [19],$

została wyznaczona mapa scałkowanego profilu wzmocnienia w funkcji kątów θ i α , przedstawiona na Rysunku 2.15. Analizując mapę wzmocnienia parametrycznego, można zidentyfikować pojedynczy obszar maksimum, odpowiadający szerokopasmowemu wzmocnieniu oraz związane z nim kąty: $\theta = 52.752^{\circ}$ i $\alpha = 6.259^{\circ}$. Profil wzmocnienia parametrycznego wyliczony dla optymalnego zestawu kątów wraz niedopasowaniem fazowym Δkz został przedstawiony na Rysunku 2.16.

Analogicznie jak w przypadku wzmacniacza bliskiej podczerwieni, tak i w przypadku wzmacniacza parametrycznego UV optymalnemu profilowi wzmocnienia odpowiada spójny zakres długości fal o szerokości wynoszącej 40 nm (zdefiniowanej na 10% wysokości). Dla optymalnej konfiguracji kąt schodzenia wiązki pompującej zgodnie ze wzorem (1.15) wynosi $\beta = 4.66^{\circ}$ w kierunku od osi optycznej. W przypadku konfiguracji kompensującej schodzenie oraz w przypadku konfiguracji niekompensującej kąty pomiędzy kierunkiem wektora Poyntinga wiązki pompującej a kierunkiem wiązki sygnałowej wynoszą odpowiednio: $|\beta - \alpha| = 1.6^{\circ}$



Rysunek 2.15: Mapa przedstawiające całkę po długościach fali z profilu wzmocnienia parametrycznego w funkcji kąta dopasowania fazowego θ oraz kąta niewspółliniowości α dla parametrycznego wzmacniacza pracującego w ultrafiolecie.



Rysunek 2.16: Optymalny profil wzmocnienia parametrycznego w ultrafiolecie, obliczony dla kryształu BBO o długości L = 20 mm przy natężeniu wiązki pompującej $I_p = 100$ MW/cm².

oraz $|\beta + \alpha| = 10.9^{\circ}$. Oznacza to, że w przypadku konfiguracji kompensującej schodzenie, długość przekrywania wiązek jest prawie 7-krotnie większa niż w przypadku konfiguracji niekompensującej. Niestety, kąt wytworzonej wiązki jałowej γ przyjmuje znaczne wartości (kąt γ wynosi około 40°, patrz Rysunek 2.17), co w przypadku wzmocnienia nasyconego prowadzi do szybkiej przestrzennej separacji wiązki jałowej od pozostałych wiązek, obniżając całkowitą sprawność procesu przetwarzania.

Dla parametrycznego wzmacniania w ultrafiolecie kąt akceptacji θ_{akc} jest po-



Rysunek 2.17: Długość fali wiązki jałowej w funkcji długości fali wiązki sygnałowej przy pompowaniu laserem o długości fali 266 nm - kolor czarny oraz kąt propagacji wiązki jałowej dla optymalnej geometrii procesu dla kryształu BBO w ultrafiolecie - kolor czerwony.

nad trzykrotnie mniejszy w porównaniu do wzmacniacza IR, co w połączeniu z wydłużeniem kryształu do długości 20 mm powoduje znaczne obniżenie tolerancji ustawienia kątów wiązek. Do takiego samego wniosku można dojść, porównując dwa Rysunki 2.7 b) oraz 2.15 b) (w obydwu rysunkach zakresy kątów są identyczne), zauważając znacznie zmniejszenie powierzchni obszaru, odpowiadającego optymalnemu zakresowi kątów.

Wpływ odstrojenia (od optymalnie dobranych parametrów) na kształt profilu wzmocnienia dla dwóch sytuacji a) - odstrojenie kąta α oraz b) - odstrojenie kąta θ przedstawiony został na Rysunku 2.18. W przypadku wzmacniacza UV wymagana precyzja ustawienia, np. kąta α , wynosi zaledwie 0.0015° (tak, aby całka z profilu wzmocnienia spadła o 50%), co jest wartością ponad 10-krotnie mniejszą niż w przypadku wzmacniacza IR. Tak niska tolerancja oznacza w praktyce, że przy długości bazy wynoszącej 1 m błąd ustawienie położenia wiązki nie może być większy niż 20 μ m. Kąt ten odpowiada naturalnej rozbieżności wiązki o przewężeniu nie mniejszym niż $w_0 = 5$ mm. Obydwie wielkości są trudne do spełnienia w typowych warunkach eksperymentalnych, co oznacza, że doświadczalne odnalezienie optymalnego zestawu kątów może być bardzo trudne. Na Rysunku 2.19, przedstawiano bezpośrednie porównanie tolerancji ustawienia kątów dla obydwu wzmacniaczy parametrycznych. Wykres ten przedstawia zależność całki z profilu wzmocnienia G (proporcjonalnej do energii wyjściowej impulsu E_{out}) w funkcji odstrojenia kąta θ oraz kąta α od optymalnego zestawu kątów.

Dodatkowo została przeprowadzona analiza wyboru kryształu nieliniowego pod kątem wydajności procesu parametrycznego wzmacniania w ultrafiolecie. W tym przypadku sytuacja była znacznie łatwiejsza do przeanalizowania, gdyż jedy-



Rysunek 2.18: Wpływ odstrojenia kątów na kształtu profilu wzmocnienie parametrycznego wzmacniacza UV w przypadku odstrojenia od optymalnego zestawu kątów: a) - odstrojenie kąta niewspółliniowości, b) - odstrojenie kąta dopasowania fazowego.



Rysunek 2.19: Tolerancja kątowa procesu parametrycznego - porównanie wpływu odstrojenia od optymalnego zestawu parametrów kątów θ i α na całkę z profilu wzmocnienia w przypadku wzmacniacza pracującego w podczerwieni i ultrafiolecie.

nie dla dwóch kryształów nieliniowych: BBO oraz CLBO możliwe jest uzyskanie szerokopasmowego wzmocnienia w obszarze bliskiego ultrafioletu, przy pompowaniu laserem o długości fali 266 nm. Porównanie kształtów profili wzmocnienia dla obydwu kryształów, zostało przedstawione na Rysunku 2.20. W obydwu przypadkach natężenie wiązki pompującej było równe połowie natężenia progu zniszczenia



Rysunek 2.20: Profile wzmocnienia parametrycznego dla wzmacniacza pracującego w ultrafiolecie przy pompowaniu laserem o długości fali 266 nm i natężeniu 100 MW/cm^2 , czarna krzywa - kryształ BBO, czerwona krzywa - kryształ CLBO.

(odpowiednio 100 MW/cm² oraz 1 GW/cm² [41] dla BBO i CLBO) a długość kryształu CLBO została dobrana tak, aby maksymalne współczynniki wzmocnienia dla obydwu kryształów były sobie równe. Szerokość profilu wzmocnienia dla CLBO jest nieco większa niż dla BBO przy prawie dwukrotnie mniejszej długości kryształu, co skutkuje także zwiększonym kątem akceptacji. Jednakże z powodu trudności w obchodzeniem się z kryształem CLBO, do konstrukcji wzmacniacza paramedycznego UV został wybrany kryształ BBO. Należy jednak podkreślić, że w odpowiednich warunkach eksperymentalnych (kontrolowana wilgotność otoczenia), kryształ CLBO może stanowić realną alternatywę dla kryształu BBO w przypadku wzmacniania parametrycznego w ultrafiolecie.

Rozdział 3

Parametryczne wzmacnianie - przelewanie energii

W poprzednim rozdziale zostały omówione wyniki modelowania numerycznego procesu wzmocnienia parametrycznego uzyskane w przypadku założenia "silnej pompy". Założenie to oznacza, że natężenie wiązki pompującej trakcie całego procesu wzmacniania jest znacznie większe od natężeń wiązki sygnałowej i jałowej $I_p \gg I_s, I_i$. Dla takiego reżimu istnieje analityczny wzór na wielkość parametrycznego wzmocnienia (1.36), przy pomocy którego w rozdziale 2 zostały zidentyfikowane optymalne kąty a także został wyliczony kształt profilu parametrycznego wzmocnienia dla wzmacniacza nienasyconego.

W przypadku, gdy natężenie wiązki wzmacnianej bądź jałowej staje się porównywalne z natężeniem wiązki pompującej założenia poczynione przy wyprowadzaniu wzoru (1.36) przestają być słuszne. W takim przypadku, aby poprawnie modelować proces parametrycznego wzmacniania, należy skorzystać z równań wyjściowych, opisujących proces mieszania trzech fal, tj. układu sprzężonych równań falowych (1.24). Pomimo istnienia analitycznego rozwiązania tego układu równań (patrz równania 1.35 oraz Dodatek A), jego praktyczne wykorzystanie jest ograniczone. Wynika to z dużej niestabilności numerycznej eliptycznych całek dla zakresu niskich natężeń wiązki sygnałowej [42]. Jedną z metod, pozwalających na uniknięcie tego problemu, może jest algorytm sklejany, tj. wybierający odpowiednią metodę rozwiązywania w zależności od natężeń wiązek: dla małych natężeń wykorzystuje rozwiązania przybliżone a dla dużych natężeń korzysta ze ścisłego rozwiązania analitycznego.

Inne podejście wykorzystuje procedurę numerycznego rozwiązywania sprzężonych równań falowych w pełnym zakresie natężeń, z wykorzystaniem np. algorytmu Runge-Kutty [43]. Zaletą tego podejścia jest jego uniwersalność oraz prosta implementacja zagadnienia. Wadą natomiast jest potrzeba krokowego rozwiązywania równań. Oznacza to, że w celu uzyskania natężenia końcowego należy wyliczyć także natężenia pośrednie - dla kolejnych odcinków kryształu - zwiększając tym samym złożoność obliczeniową procedury. Ze względu na niezwykły rozwój techniki komputerowej od lat 70 - gdy zaczynano numeryczną analizę sprzężonych równań falowych - do dnia dzisiejszego, niedogodność ta straciła na znaczeniu. Obecnie istnieje możliwość numerycznego rozwiązywania sprzężonych równań falowych w czasie rzeczywistym, nawet na przeciętnym komputerze klasy PC. Z tego powodu metoda numerycznego rozwiązywania równań została wybrana jako sposób analizy procesu parametrycznego wzmocnienia w całym zakresie natężeń, łącznie z analizą wzmacniania nasyconego.

3.1 Interpretacja sprzężonych równań falowych

Jakościową informację o przebiegu procesu wzmacniania w całym zakresie natężeń, można uzyskać odpowiednio interpretując sprzężone równania falowe. W pierwszym etapie omówiony zostanie przypadek szczególny - idealne dopasowanie fazowe $\Delta k = 0$ (przypadek bardziej ogólny zostanie omówiony w dalszej części rozdziału). W przypadku $\Delta k = 0$ sprzężone równania falowe można zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d\tilde{A}_s}{dz} = i\alpha_s \tilde{A}_p \tilde{A}_i^*$$

$$\frac{d\tilde{A}_i}{dz} = i\alpha_i \tilde{A}_p \tilde{A}_s^*$$

$$\frac{d\tilde{A}_p}{dz} = i\alpha_p \tilde{A}_s \tilde{A}_i$$
(3.1)

przy czym współczynnik α_k jest rzeczywistą dodatnią stałą: $\alpha_k = \frac{2\omega_k}{n_k c} d_{eff}$ dla $k \in \{s, i, p\}.$

W typowej konfiguracji wzmacniacza parametrycznego na jego wejściu obecne sa jedynie dwie wiązki: słaba wiązka sygnałowa oraz silna wiązka pompująca, nie ma natomiast wiązki jałowej $I_i = 0$. Dodatkowo, przyjmując założenie, że faza wiązki sygnałowej oraz pompującej są ze sobą zgodne (bez utraty ogólności przyjąć można, że wynosi on
a $\phi_s=\phi_p=0),$ otrzymujemy, zgodnie ze wzorem 1.25, że amplitudy A_s , A_p są dodatnimi liczbami rzeczywistymi. Analizując ewolucję amplitud podczas propagacji w krysztale na pierwszym infinitezymalnym odcinku dz widać, że zarówno natężenie wiązki sygnałowej, jak i wiązki wzmacniającej nie ulega zmianie, gdyż początkowe $A_i=0$ (zatem pochodne A_s i A_p mają wartość 0). Natomiast w tym samym kroku wielkość zmiany amplitudy wiązki jałowej dA_i/dz jest wielkością czysto urojoną, którą można zapisać w następującej postaci¹: $i\alpha_i A_s A_p = i\beta = \beta e^{i\pi/2}$, gdzie β jest pewną dodatnią stałą. Oznacza to, że faza powstającej wiązki jałowej wynosi $\phi_i = \pi/2$. Zatem faza procesu parametrycznego (w sytuacji bez wejściowej wiązki jałowej) jest równa $\theta = \phi_p - \phi_s - \phi_i = -\pi/2$. Ten sam warunek na fazę θ można otrzymać rezygnując z początkowego założenia, że fazy początkowe wiązki sygnałowej oraz pompującej wynoszą 0.

¹Pozorne złamanie zasady zachowania energii, wynika z faktu kwantowej natury procesu parametrycznego wzmacniania. W procesie tym zawsze istnieją fotony w wiązce jałowej, wynikające z kwantowych fluktuacji próżni, będących następstwem zasady nieoznaczoności Heisenberga $\Delta E\Delta t\leqslant h.$

Do podobnych wniosków można dojść analizując ewolucję amplitud ρ w biegunowym zapisie równań sprzężonych (1.26). Wynika z nich, między innymi, że wzmacnianie wiązki sygnałowej $d\rho_s/dz > 0$ oznacza, iż funkcja sin θ musi mieć ujemny znak. Narzuca to ograniczenie na fazę procesu $\theta \in \{-\pi, 0\}$. Jednakże z równań w zapisie biegunowym trudniej jest uzasadnić dokładną wartość fazy procesu θ , choć można ją argumentować tym, że fazie $\theta = -\pi/2$ odpowiada maksymalna wartość wzmacniania zarówno wiązki sygnałowej, jak i tworzonej wiązki jałowej.

W kolejnym kroku propagacji dz pochodna amplitudy wiązki sygnałowej (pierwsze z równań (3.1)) jest dodatnią wielkością rzeczywistą (uwzględniając fazę wytworzonej wiązki jałowej) - odpowiada to sytuacji wzmacniania wiązki sygnałowej. Analogicznie pochodna amplitudy wiązki pompującej jest ujemną wielkościa rzeczywista, co oznacza, że jej nateżenie spada (co jest zwiazane z zasada zachowania energii). Ze względu na to, że także tym kroku dz amplitudy wiązek sygnałowej i pompującej pozostały wielkościami czysto rzeczywistymi, zmiana amplitudy wiazki jałowej oraz jej wartość dalej pozostaja wielkościami czysto urojonymi. Wartość fazy procesu parametrycznego θ pozostaje zatem niezmieniona. Dalsza ewolucja amplitud dla kolejnych kroków dz będzie zatem przebiegać w analogiczny sposób: wiązka sygnałowa i jałowa będą wzmacniane, a wiązka pompująca osłabiana - zubażana. Warto zauważyć, że szybkość zmiany amplitudy wiązki pompującej jest proporcjonalna do wielkości $A_s A_i$, a więc wraz z propagacja - przyspiesza. Największa szybkość zmian amplitudy wiązki pompujacej zachodzi, gdy amplituda wiazki sygnałowej i jałowej przyjmuje maksymalną wartość. Odpowiada to sytuacji całkowitego zubożenia wiązki pompującej $A_p = 0$. Dodatkowo przy przejściu przez zero amplituda wiązki pompującej A_p zmienia znak na przeciwny, stając się wartością ujemną. Odpowiada to zmianie fazy wiązki pompującej na wartość: $\phi_p = \pi$ przy niezmienionych fazach pozostałych wiązek. Gdy następuje zamiana fazy wiązki pompującej, faza procesu również ulega zmianie (w sposób nieciągły), przyjmując nowa wartość $\theta = \pi/2$. Zmiana znaku amplitudy wiązki pompującej implikuje natychniastową zmianę znaku pochodnych dla wiązek sygnałowej i jałowej, z dodatniej na ujemną. Oznacza to, że proces parametryczny zmienia kierunek na przeciwny a energia z wiązki sygnałowej i jałowej jest przelewana do wiązki pompującej. Jeśli w układzie nie ma tłumienia (np. w postaci absorpcji), to proces przelewania energii ma charakter okresowy i dla pewnej drogi propagacji odtwarzane są początkowe wartości nateżeń i faz. Zmiana kierunku przelewania energii, związana ze zmianą wartości fazy θ , bezpośrednio widoczna w równaniach falowych w zapisie biegunowym (1.26). Numerycznie wyliczona ewolucja natężeń wiąze
k $I \sim |A|^2$ dla omawianej sytuacji została przedstawiona na Rysunku 3.1. Ewolucja faz każdej z wiązek wraz z widocznym przelewaniem energii (wykres w skali logarytmicznej) została przedstawiana na Rysunku 3.2. Zauważyć można, że fazy ϕ_p oraz ϕ_i zmieniają znak w momencie, gdy natężenie wiązki pompującej lub jałowej spada do zera. Jest to jedyna możliwość, aby zmiana fazy zachodziła w sposób nieciągły. Z powyższych wykresów wynika, że natężenie wiązki sygnałowej nigdy nie przyjmuje wartości zerowej (cały czas jest dodatnia wielkościa rzeczywista), tym samym nie doznaje zmiany fazy. Rozróżnienie wynikające z odmiennej ewolucji wiązki



Rysunek 3.1: Okresowe przelewanie natężeń pomiędzy wiązkami w procesie parametrycznego wzmocnienia w krysztale BBO dla parametrów początkowych: $I_p = 640 \text{ MW/cm}^2$, $I_s = 20 \text{ W/cm}^2$, $I_i = 0$.

sygnałowej i jałowej wynika z początkowej liczby fotonów w obydwu wiązkach. Wiązka sygnałowa nie może być całkowicie zubożona, co wprost wynika z relacji Manley-Rowe'a (1.33).

Podobne wnioski obowiązują również dla sytuacji, gdy początkowe fazy wiązki sygnałowej i pompującej są różne. W takim przypadku pomocne jest równanie opisujące stałą całkowania równań sprzężonych Γ (A.25) (wyprowadzenie znajduje się w Dodatku A), która jest niezmiennikiem całego procesu (jej wartość nie zależy od z):

$$u_s u_i u_p \cos \theta = -\left(\frac{1}{2}\Delta S u_p^2 + \Gamma\right) \tag{3.2}$$

Powyższe równanie, w przypadku idealnego dopasowania fazowego ($\Delta S = 0$), sprowadza się do następującej postaci:

$$u_s u_i u_p \cos \theta = -\Gamma \tag{3.3}$$

Analizując powyższy wzór, można dojść do następujących wniosków odnoszących się do ewolucji natężeń i faz w procesie parametrycznego wzmacniania:

• W przypadku braku na wejściu wiązki jałowej $I_i(0) = 0$, wtedy $\Gamma = 0$, oznacza to, że w czasie całego procesu wzmacniania (gdy $I_s, I_i, I_p \neq 0$) faza procesu parametrycznego musi być równa: $\theta = \pm \pi/2$.



Rysunek 3.2: Proces przelewania energii w procesie parametrycznego przetwarzania częstości przy warunku początkowym $I_i = 0$ oraz ewolucja faz trzech wiązek podczas ewolucji procesu.

- Gdy na początku procesu natężenie jednaj z wiązek wynosi 0, fazy pozostałych wiązek pozostają stałe z dokładnością do π a faza wiązki wytworzonej musi spełniać relację: $\theta = \phi_p \phi_s \phi_i = \pm \pi/2$
- Gdy $\Gamma = 0$, faza procesu przyjmuje wartość $\theta = \pm \pi/2$ a jej znak może się zmieniać jedynie w sytuacji, gdy natężenie którejkolwiek z wiązek wynosi 0 (przy całkowitym zubożeniu jednej z wiązek), odwracając tym samym kierunek przepływu energii w procesie parametrycznym.
- Wzmacnianie wiązki sygnałowej zachodzi w przypadku, gdy $\theta < 0$ a osłabianie dla $\theta > 0$ przy czym maksymalne wartości wzmacniania i osłabiania zachodzą, faza θ wynosi odpowiednio $-\pi/2$ oraz $\pi/2$.
- W przypadku, gdy na początku procesu obecne są wszystkie trzy wiązki $I_s, I_i, I_p \neq 0$ oraz gdy $\cos \theta \neq 0$ stała całkowania $\Gamma \neq 0$, wówczas natężenie żadnej z wiązek podczas przetwarzania nie spada do zera (jedynie częściowe zubażanie). Fazy wszystkich trzech wiązek ewoluują w sposób złożony.
- W przypadku, gdy $\Gamma \neq 0$, warunek na całkowite zubożenie jednej z wiązek

oznacza, że fazy wszystkich trzech wiązek na wejściu muszą ściśle spełniać następującą równość: $\theta=\phi_p-\phi_s-\phi_i=\pm\pi/2$

Przykłady ewolucji natężeń w zależności od początkowej fazy procesu parametrycznego θ w przypadku, gdy na wejściu do układu obecne są wszystkie trzy wiązki, przedstawiono na Rysunku 3.3. Pokazano trzy sytuacje: rysunek a) faza



Rysunek 3.3: Zależność pomiędzy kierunkiem procesu parametrycznego a fazą θ w przypadku, gdy na wejściu obecne są wszystkie trzy wiązki. Wiązki: pompująca, sygnałowa oraz jałowa oznaczone są odpowiednio kolorami - zielonym, czerwonym oraz czarnym.

 $\theta = -\pi/2$, warunek wzmacniania wiązki sygnałowej, b) $\theta = 0$, kierunek wzmacniania zależy od względnej liczby fotonów w poszczególnych wiązkach, żadna z wiązek nie jest całkowicie zubażana, c) $\theta = \pi/2$, wiązka sygnałowa jest osłabiana - energia przelewana jest do wiązki pompującej.

Jeśli faza θ przyjmuje wartości pośrednie, kierunek procesu zależy nie tylko od wielkości fazy, ale także od względnych natężeń wszystkich wiązek. Przebieg ewolucji natężeń i faz dla sytuacji, gdy na wejściu obecne są wszystkie trzy wiązki oraz faza $\theta = -120^{\circ} \neq \pm \pi/2$, przedstawiono na wykresie 3.4. Pomimo znacznego osłabienia wiązki pompującej, jej natężenie nie osiąga wartości zerowej a fazy wiązek ewoluują w sposób nietrywialny.

Ze względu na zależność kierunku przepływu energii od fazy procesu θ wzmacniacz parametryczny zachowuje się w sposób analogiczny do elektronicznego wzmacniacza fazoczułego. Ta unikalna cecha parametrycznego wzmacniacza światła pozwala na generację tzw. ściśniętych stanów światła, w których dystrybucja szumu kwantowego nie jest jednorodna. Szczegółowy opis procesu parametrycznego ściskania światła w ujęciu klasycznym został przedstawiany w Dodatku B.

Wartość początkowej fazy procesu θ ma znaczenie jedynie w przypadku, gdy natężenia wszystkich trzech wiązek są ze sobą porównywalne. W szczególności, gdy natężenie jednej z wiązek, np. jałowej, jest bardzo małe staje się ona "elastyczna", tj. jej faza szybko zmienia się tak, aby zmaksymalizować wzmocnienie. Na Rysunku 3.5 przedstawiono ewolucję fazy wiązki jałowej w przypadku, gdy faza początkowa procesu $\theta = 1/3\pi$. Różne kolory odpowiadają różnym natężeniom wiązki jałowej, przy czym kolor czarny odpowiada najmniejszemu natężeniu - faza bardzo szybko dopasowuje się tak, aby $\theta = -\pi/2$. Dla koloru pomarańczowego, gdy natężenie wszystkich trzech wiązek są porównywalne, faza wiązki jałowej zmienia się znacznie wolniej a fazy pozostałych dwóch wiązek ewoluują w sposób podobny.



Rysunek 3.4: Przelewanie energii w procesie mieszania trzech fal w sytuacji, gdy $I_s(0), I_i(0), I_p(0) \neq 0$ wynoszą odpowiednio 20, 10 oraz 640 MW/cm² a faza procesu wynosi $\theta = -120^{\circ}$



Rysunek 3.5: Ewolucja fazy wiązki jałowej w procesie mieszania trzech fal w przypadku, gdy faza początkowa procesu wynosi $\theta = 1/3\pi$. Różnymi kolorami oznaczone są różne natężenia wiązki jałowej.

3.2 Znaczenie niedopasowania fazowego

W poprzednim podrozdziale omówione zostały przypadki przelewania energii w procesie parametrycznego wzmocnienia dla przypadku idealnego dopasowania fazowego, tj. gdy spełniony jest warunek $\Delta k = 0$. W ogólności warunek ten prawie

nigdy nie jest spełniony idealnie, stąd potrzeba analizy bardziej realistycznego przypadku, gdy $\Delta k \neq 0$ oraz jego wpływu na przelewanie energii w procesie parametrycznym. Analogicznie do poprzedniego podrozdziału, rozważania należy rozpocząć od analizy sprzężonych równań falowych:

$$\frac{dA_s}{dz} = i \frac{2\omega_s}{n_s c} d_{eff} \widetilde{A}_p \widetilde{A}_i^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\widetilde{A}_i}{dz} = i \frac{2\omega_i}{n_i c} d_{eff} \widetilde{A}_p \widetilde{A}_s^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\widetilde{A}_p}{dz} = i \frac{2\omega_p}{n_p c} d_{eff} \widetilde{A}_s \widetilde{A}_i e^{-i\Delta kz}$$
(3.4)

Czynnikiem decydującym o kierunku przelewania energii jest znak pochodnej opisującej ewolucję natężenia dla danej fali. W przypadku nieidealnego dopasowania falowego pochodna ta dodatkowo jest mnożona przez zespolony czynnik $e^{\pm i\Delta kz}$. Wielkość tę można rozłożyć na część rzeczywistą i urojoną:

$$Re = \cos \Delta kz \quad \text{oraz} \quad Im = \sin \Delta kz \tag{3.5}$$

Wielkość części rzeczywistej oraz jej znak decydują o zmianie szybkości wzmocnienia oraz jego kierunku (zgodnie z rozumowaniem z poprzedniego podrozdziału), natomiast część urojona odpowiedzialna jest za ewolucję fazy. W najprostszym przypadku rozważyć można sytuację, gdy w czasie propagacji na odcinku L, natężenia wiązek niewiele się zmieniają (odpowiada to sytuacji znacznego niedopasowania fazowego):

$$\frac{I_k(L)}{I_k(0)} \approx 1 \quad \text{dla } \mathbf{k} \in s, i, p \tag{3.6}$$

W powyższym przypadku wartości pochodnych natężeń w równaniach (3.4) można zapisać w następującej postaci:

$$\alpha e^{\pm i\Delta kz} = \alpha \left[\cos\Delta kz \pm i \sin\Delta kz \right] \tag{3.7}$$

przy czym pierwszy człon - część rzeczywista - odpowiada za wzmocnienia, a drugi człon - część urojona - odpowiada za zmianę fazy. Rozważyć można 3 skrajne przypadki, gdy ΔkL wynosi 0, π oraz 2π . W pierwszym przypadku, sytuacja odpowiada idealnemu dopasowaniu fazowemu, zatem wzmocnienie zachowuje się w sposób opisany w poprzednim podrozdziale. W przypadku, gdy $\Delta kL = \pi$, w początkowym etapie wzmacniania, gdy $\Delta kz \ll 1$, ewolucja natężeń przebiega podobnie, jak w przypadku idealnego dopasowania fazowego. Wraz z propagacją czynnik Δkz zwiększa się, tym samym wielkość cos Δkz ulega zmniejszeniu. Oznacza to, że szybkość wzmacniania ulega spowolnieniu wraz z propagacją i dla długości L takiej, że $\Delta kL = \pi$, ulega całkowitemu zatrzymaniu. W trzecim przypadku, gdy $\Delta kL = 2\pi$, ewolucja natężeń przebiega analogiczne, jak w drugim przypadku, z tym że zatrzymanie procesu wzmacniania zachodzi na drodze L/2. Wraz z dalszą propagacją zmienia się znak funkcji cos, co oznacza odwrócenie kierunku przelewania energii, tj. wiązka sygnałowa przekazuje energię wiązce pompującej. Proces ten zachodzi do miejsca, w którym $\Delta kL = 2\pi$, gdzie odtwarzają się warunki początkowe. Ewolucja natężenia wiązki sygnałowej dla trzech omawianych powyżej sytuacji została przedstawiona na Rysunku 3.6.



Rysunek 3.6: Ewolucja natężenia wiązki sygnałowej w przypadku niewielkiego wzmocnienia dla trzech przypadków niedopasowania fazowego. Linia czarna: idealne dopasowanie fazowe, linia czerwona: $\Delta kL = \pi$ oraz linia niebieska: $\Delta kL = 2\pi$.

Przypadek bardziej ogólny, tj. duże wzmocnienie przy istotnym niedopasowaniu fazowym nie ma prostej interpretacji. W tym przypadku zarówno kierunek i szybkość wzmacniania, jak i ewolucja fazy przebiegają w sposób złożony, zależny od natężeń i faz początkowych wszystkich trzech wiązek. Ewolucję natężeń w takiej sytuacji obliczyć można ze wzoru 1.35 lub korzystając z numerycznej analizy sprzężonych równań falowych.

3.3 Analiza stabilności wzmacniacza parametrycznego

Niezwykle istotnym parametrem każdego wzmacniacza, obok całkowitego wzmocnienia oraz pasma, jest jego stabilność. W rzeczywistych układach zawsze istnieją pewne fluktuacje zarówno energii impulsów zasiewających jak i pompujących, wpływając tym samym na energię końcową impulsów wzmocnionych. Wpływ fluktuacji energii obydwu wiązek na energię końcowa impulsu determinuje stabilność wzmacniacza.

W przypadku typowego wzmacniacza laserowego wzmocnienie nienasycone

zależy wykładniczo od długości ośrodka i inwersji obsadzeń w ośrodku:

$$G = e^{L\sigma_o \Delta N}, \quad \text{gdzie:} \quad \Delta N \sim I_p$$

$$(3.8)$$

przy czym założono, że inwersja obsadzeń jest proporcjonalna do natężenia wiązki pompującej (nienasycona absorpcja wiązki pompującej). W takim przypadku energia impulsu wyjściowego zależy w sposób eksponencjalny od energii impulsu pompującego. Pod względem stabilności jest to sytuacja bardzo niekorzystna, gdyż nawet niewielkie zmiany energii impulsu pompującego powodują znaczną zmianę energii impulsu wyjściowego. W przypadku parametrycznego wzmacniania światła zależność ta jest znacznie słabsza, gdyż zależy eksponencjalnie od pierwiastka z natężenia wiązki pompującej (1.38). Pomimo osłabionej zależność wzmocnienia od natężenia wiązki pompującej dla wzmacniacza parametrycznego, nawet taka zależność silnie wpływa na stabilność końcową całego układu.

Typowym rozwiązaniem, pozwalającym na zwiększenie stabilności (a także sprawności), jest zmiana reżimu pracy wzmacniacza z nienasyconego na nasycony [44]. W takim przypadku dla typowego wzmacniacza laserowego energia wyjściowa zależy jedynie liniowo zarówno od energii impulsu pompującego, jak i zasiewającego. Dla parametrycznego wzmacniacza sytuacja jest nieco inna, ze względu na odwracalność procesu przelewania energii (Rysunek 3.1). Jeżeli energia impulsu pompującego jest zbyt duża, to może nastąpić przekazanie energii z wiązki sygnałowej do wiązki pompującej, jeśli energia impulsu pompującego jest zbyt niska - wzmocnienie nie jest optymalne. Z powyższego rozumowania wynika, że istnieje pewne natężenie, dla którego pochodna wzmocnienia, zarówno po natężeniu wiązki sygnałowej, jak i pompującej, zeruje się. Dobierając odpowiednio parametry układu, można uzyskać sytuację, w której stabilność wzmacniacza jest większa niż wynika to zarówno ze stabilności zasiewu, jak i pompy [45].

Na Rysunku 3.7 zostały przedstawione wyniki symulacji numerycznych stabilności wzmacniacza parametrycznego, pracującego w reżimie nasycenia. W części a) przedstawiona została zależność natężenia wyjściowego wiązki sygnałowej w funkcji długości kryształu dla różnych natężeń początkowych. Łatwo można zidentyfikować trzy odmienne obszary stabilności. W pierwszym obszarze (dla $L \leq$ 21 mm) natężenie wiązki wyjściowej można zapisać w postaci: $I_{out} = \beta + \alpha I_{in}$, gdzie $\alpha, \beta > 0$. Dla obszaru $L \geq 24$ mm natężenie wiązki wyjściowej jest proporcjonalne do wyrażenia $I_{out} = \beta - \alpha I_{in}$, tzn. że dla mniejszego natężenia wejściowego impuls wyjściowy ma wyższe natężenie. Natomiast dla obszaru wokół długości kryształu $L \approx 22.5$ mm, dla pewnego zakresu parametrów wiązki wejściowej, natężenie wyjściowe słabo zależy od natężenia wejściowego.

Przy odpowiednio dobranych natężeniach i długości kryształu stabilność wyjściowa wzmacniacza może być większa niż stabilność energii każdej z wiązek. Na Rysunku 3.7 b) zostały przedstawione wykresy natężenia wyjściowego w funkcji natężenia wejściowego dla trzech różnych natężeń wiązki pompującej. Czarna krzywa odpowiada optymalnie dobranej wartości natężenia wiązki pompującej a krzywa zielona i czerwona odpowiadają odpowiednio natężeniom o 15% mniejszemu i większemu niż natężenie optymalne. Można zauważyć, że dla czarnej krzywej (odpowiadającej optymalnie dobranemu natężeniu wiązki pompującej) zmiana natężenia wiązki wyjściowej jest niewielka nawet przy dość znacznych



Rysunek 3.7: Analiza stabilności wzmacniacza parametrycznego: a) natężenie wyjściowe w funkcji długości kryształu dla różnych natężeń wejściowych; b) natężenie wyjściowe w funkcji natężenia wejściowego dla trzech różnych natężeń wiązki pompującej.

zmianach natężenia wiązki wejściowej (fluktuacje mniejsze niż 10%, przy zmianie natężenie wejściowego o 300%). Własność stabilizacji wzmacniacza parametrycznego, przy odpowiednio dobranych parametrach, powinna skutkować dużo niższą fluktuacją energii impulsu wyjściowego niż ta, uzyskiwana w klasycznych wzmacniaczach laserowych. Jednakże w przypadku, gdy natężenia wiązek mają bardzo dużą amplitudę fluktuacji (porównywalną z natężeniem wiązek), wtedy fluktuacje natężenia wyjściowego mogą przewyższać te z klasycznego wzmacniacza laserowego.

3.4 Wzmocnienie parametryczne w obecności strat

W dotychczasowych rozważaniach zakładano, że proces parametrycznego wzmocnienia przebiega bez strat, tj. suma natężeń wiązek pozostawała stała na całej długości kryształu. W praktyce oznacza to, że żadna z wiązek biorących udział w procesie nie jest tłumiona. W przypadku, gdy długość fali jednej z wiązek znajduje się blisko krawędzi absorpcji kryształu, energia z wiązki może być pochłaniana przez kryształ w procesie absorpcji liniowej. Wraz z propagacją zaobserwować można wykładniczy zanik natężenia fali, który opisać można prawem Lamberta-Beera:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I \quad \longrightarrow \quad T = e^{-\alpha L} \tag{3.9}$$

gdzie wielkość α jest współczynnikiem absorpcji liniowej wyrażanym zazwyczaj w cm⁻¹. W przypadku wzmacniaczy parametrycznych, gdy natężenia wiązek są wysokie (i w zasadzie ograniczone progiem zniszczenia kryształu), dodatkowo obok absorpcji liniowej istotne znaczenie może mieć absorpcja dwufotonowa (ang. TPA - Two Photon Absorption) [46]. Odpowiada to sytuacji, gdy sumaryczna energia dwóch fotonów jest większa niż energia odpowiadająca krawędzi absorpcji kryształu. W takim przypadku, gdy natężenie wiązki jest odpowiednio wysokie,

istnieje pewne niezerowe prawdopodobieństwo, że nastąpi jednoczesna absorpcja dwóch fotonów światła, stając się dodatkowym źródłem strat w układzie. Wzór opisujący transmisję (dla fali płaskiej o stałym natężeniu, bez uwzględnienia strat na odbiciach) w przypadku, gdy obecne są obydwa mechanizmy absorpcji, ma następującą postać:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2$$

$$T = \frac{e^{-\alpha L}}{1 + \frac{\beta}{\alpha} I(1 - e^{-\alpha L})}$$
(3.10)

przy czym β jest współczynnikiem absorpcji dwufotonowej wyrażonym w cm/GW. W przypadku obecności absorpcji dwufotonowej, zgodnie z równaniem (3.10), transmisja zależy nie tylko od długości kryształu, ale także staje się funkcją natężenia: im wyższe natężenie, tym transmisja staje się mniejsza.

W przypadku wzmacniacza parametrycznego, pracującego w podczerwieni, wszystkie długości fal znajdują daleko od krawędzi absorpcji i dla każdej z nich współczynnik absorpcji linowej jest mniejszy niż $\alpha < 0.01 \text{ cm}^{-1}$. Tak niski współczynnik absorpcji w połączeniu z długością kryształu L = 11 mm odpowiada za straty na poziomie nie większym niż 1%. Ponadto suma energii dwóch fotonów z wiązki pompującej (najkrótsza długość fali) odpowiada fali o długości 266 nm, która także znajduje się w oknie transmisji kryształu BBO. Zatem ewentualne straty wynikające z dwufotonowej absorpcji przy rozpatrywanych natężeniach są zaniedbywane.

Z inna sytuacja mamy do czynienia we wzmacniaczu pracującym w ultrafiolecie. W tym przypadku długość fali lasera pompującego jest na tyle blisko krawędzi absorpcji, że współczynnik absorpcji liniowej α przestaje być zaniedbywalny. Zmierzone wartości współczynnika absorpcji liniowej dla kryształu BBO i długości fali 266 nm wahają się w zakresie $\alpha = 0.04 - 0.15$ cm⁻¹ [47–49], w zależności od czystości kryształu. Zatem transmisja wiązki pompującej, wynikająca z absorpcji linowej, przy założeniu kryształu o długości 20 mm, powinna mieścić sie w zakresie 74-92%. Dodatkowo energia odpowiadajaca dwóm fotonom z wiązki pompującej (133 nm) znajduje się poza obszarem transmisji kryształu, co może być źródłem dodatkowych strat, związanych z absorpcją dwufotonową w krysztale BBO. Literaturowe dane odnośnie współczynnika absorpcji dwufotonowej dla długości fali 266 nm i kryształu BBO mieszczą się w zakresie $\beta = 0.47 - 0.93$ cm/GW [47,50–53]. Wielkość tego współczynnika wykazuje cechy dwójłomności, tj. zależy od kata propagacji wiazki w stosunku do kierunku osi optycznej. Przy założeniu nateżenia wiazki pompujacej na poziomie 100 MW/cm² czysta dwufotonowa absorpcja skutkuje transmisją przez ten sam kryształ na poziomie T = 84 - 91%. Wielkość ta jest wyliczona przy założeniu fal płaskich i prostokątnym profilu czasowym impulsu. Wzory opisujące transmisję innych kombinacji kształtów impulsów, zarówno w czasie, jak i w przestrzeni, znaleźć można w Dodatku C.1.

Z powyższych kalkulacji wynika, że w przypadku wzmacniacza pracującego w ultrafiolecie, obydwa mechanizmy strat mogą w znacznym stopniu modyfikować natężenie wiązki pompującej, wpływając jednocześnie na proces wzmacniania. Aby poprawnie symulować parametryczne wzmocnienie w obecności strat (zarówno absorpcji liniowej i dwufotonowej), należy wyjściowe równania sprzężone 1.24 odpowiednio zmodyfikować o wyrażenia odpowiedzialne za obydwa mechanizmy strat. W przypadku wzmacniacza parametrycznego UV jedynie natężenie wiązki pompującej modyfikowane jest zarówno przez absorpcję liniową, jak i dwufotonową, zatem zmodyfikować należy jedynie równanie opisujące ewolucję amplitudy fali pompującej A_p . Sprzężone równania falowe, uwzględniające obydwa mechanizmy absorpcji, przyjmują następującą postać:

$$\frac{d\tilde{A}_s}{dz} = i \frac{2\omega_s}{n_s c} d_{eff} \tilde{A}_p \tilde{A}_i^* e^{+i\Delta kz}
\frac{d\tilde{A}_i}{dz} = i \frac{2\omega_i}{n_i c} d_{eff} \tilde{A}_p \tilde{A}_s^* e^{+i\Delta kz}
\frac{d\tilde{A}_p}{dz} = i \frac{2\omega_p}{n_p c} d_{eff} \tilde{A}_s \tilde{A}_i e^{-i\Delta kz} - \frac{\alpha}{2} |\tilde{A}_p| - \beta c n_p \epsilon_0 |\tilde{A}_p|^3$$
(3.11)

Obecność strat dla wiązki pompującej powoduje zmianę całkowitego natężenia wiązek w czasie propagacji w krysztale, wpływając tym samym na charakter procesu przelewania energii między wiązkami. Okresy oscylacji ulegają wydłużeniu, a także zmniejsza się natężenie odpowiadające kolejnym maksimom dla wszystkich wiązek - patrz Rysunek 3.8. Można Zaobserwować, że w przypadku



Rysunek 3.8: Przelewanie energii w procesie parametrycznego wzmacniania. Przypadek: a) - brak strat, b) - straty liniowe dla $\alpha = 0.23 \text{ cm}^{-1}$, c) - straty nieliniowe dla $\beta = 1 \text{ cm/GW}$.

dwufotonowej absorpcji, straty mają większe znaczenie w początkowej fazie, dla której natężenie wiązki pompującej jest wysokie. Wraz z propagacją jej natężenie spada, zmniejszając jednocześnie udział strat nieliniowych. W przypadku absorpcji liniowej szybkość strat jest stała na całej długości kryształu. Aby odpowiednio dobrać parametry układu wzmacniacza parametrycznego UV, należy uwzględnić obydwa mechanizmy strat jednocześnie.

Rozdział 4

Generacja i wzmacnianie impulsów femtosekundowych

W tym rozdziale przedstawiony zostanie opis działania oscylatora femtosekundowego wraz z krótkim rysem historycznym generacji ultrakrótkich impulsów laserowych. Omówiona zostanie konstrukcja oscylatora femtosekundowego zbudowanego na potrzeby tej pracy. Był to oscylator działający w reżimie solitonowym tak, aby wykorzystać efekt nieliniowego poszerzania widma. Następnie zostaną przedstawione wyniki doświadczalne uzyskane ze zbudowanego oscylatora femtosekundowego. W ostatnim podrozdziale zostaną omówione i porównane ze sobą dwie techniki wzmacniania impulsów femtosekundowych wysokiej mocy: przy pomocy wzmacniaczy laserowych (CPA) oraz z wykorzystaniem wzmacniaczy parametrycznych (OPCPA).

4.1 Ultrakrótkie impulsy - generacja

Sercem każdego wzmacniacza impulsów laserowych, zarówno tych pracujących w tradycyjnej technologii laserowej, jak i omawianego wzmacniacza parametrycznego, jest źródło impulsów zasiewających. W przypadku, gdy czas trwania impulsu wzmocnionego ma być rzędu femtosekund (10^{-15} s) samo źródło powinno generować impulsy o takim czasie trwania bądź jeszcze krótsze.

W przypadku linowej wnęki laserowej pole elektryczne, znajdujące się wewnątrz wnęki, musi spełniać warunki brzegowe takie, że jego amplituda na powierzchni luster musi znikać: E(0) = E(L) = 0, gdzie L jest długością wnęki laserowej. Warunek ten powoduje, że tylko pewne, dyskretne częstości są dozwolonymi modami wnęki laserowej (mody podłużne). Dla pustej wnęki z płaskimi lustrami końcowymi częstotliwość kolejnych modów podłużnych musi spełniać następujący warunek:

$$f_n = n \frac{c}{2L} \quad \text{gdzie} \quad n \in N \tag{4.1}$$

który oznacza, że dozwolone częstości są całkowitymi wielokrotnościami najniższej częstości rezonansowej wnęki - takiej, której odpowiada fala o długość równej 2L. Dodatkowo warto zauważyć, że odległość pomiędzy kolejnymi modami (wyrażona w częstościach) jest stała i wynosi:

$$\Delta f = f_{n+1} - f_n = \frac{c}{2L} \tag{4.2}$$

Korzystając ze wzoru na częstość kolejnych modów rezonatora, można napisać wyrażenie na całkowite pole elektryczne we wnęce, będące sumą pól elektrycznych, pochodzących od wszystkich wzbudzonych modów podłużnych:

$$E(z,t) = \Re \left[\sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} = E_n e^{i(\omega_n t - k_n z + \phi_n)} \right]$$

$$\omega_n = \omega_0 + n\Delta\omega = \omega_0 + \frac{n\pi c}{L}$$

$$k_n = \frac{\omega_n}{c}$$
(4.3)

gdzie E_n oraz ϕ_n oznaczają odpowiednio amplitudę n-tego modu oraz jego fazę. Wyrażenie na sumaryczne pole elektryczne (4.3) może zostać przepisane do postaci:

$$E(z,t) = \Re \left[e^{i\omega_0(t-z/c)} \sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} E_n e^{i(n\Delta\omega(t-z/c)+\phi_n)} \right]$$

= $\Re \left[A(t-z/c) e^{i\omega_0(t-z/c)} \right]$ (4.4)

gdzie czynnik A(t - z/c) jest wolnozmienną obwiednią impulsu (opisującą jego profil czasowy), wyrażoną przez:

$$A(t-z/c) = \sum_{n=n_{min}}^{n_{max}} E_n e^{i(n\Delta\omega(t-z/c)+\phi_n)}$$
(4.5)

a czynnik $e^{i\omega_0(t-z/c)}$ jest odpowiedzialny za szybkie oscylacje pola elektrycznego z częstością nośną impulsu laserowego ω_0 . Zarówno szybkozmienne pole elektryczne jak i jego obwiednia przemieszczają się z tą samą prędkością (przy założeniu braku dyspersji). Dodatkowo funkcja opisująca kształt obwiedni impulsu jest cykliczna z okresem:

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c} \tag{4.6}$$

który równy jest czasowi obiegu impulsu we wnęce. Aby policzyć czas trwania impulsu oraz sposób, w jaki zależy on od liczby wzbudzonych modów, należy przywołać wyrażenie na wolnozmienną obwiednię pola elektrycznego A(t - z/c)

(4.5). Zakładając, że wzbudzonych zostaje $N = n_{max} - n_{min} \mod \omega$, których amplitudy są równe i wynoszą $E_n = E_0$ a fazy pomiędzy poszczególnymi modami są ustalone $\phi_n = 0$, wyrażenie na obwiednię impulsu można zapisać w następującej postaci:

$$A(t-z/c) = E_0 \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{i(n\Delta\omega(t-z/c))}$$
(4.7)

Korzystając z tożsamości na wartość sumy skończonego szeregu:

$$\sum_{m=0}^{q-1} a^m = \frac{1-a^q}{1-a} \tag{4.8}$$

wyrażenie na obwiednie można przepisać do następującej postaci:

$$A(t-z/c) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{N\Delta\omega}{2}\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega}{2}\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]}$$
(4.9)

Natężenie impulsu jest proporcjonalne do kwadratu z modułu pola elektrycznego uśrednionego po szybkich oscylacjach pola elektrycznego. Dla z = 0 natężenie wyjściowe można zatem zapisać jako:

$$I(t) \approx |E(z,t)|^2 = |E_0|^2 \frac{\sin^2(\frac{N\Delta\omega t}{2})}{\sin^2(\frac{\Delta\omega t}{2})}$$
(4.10)

Analizując powyższy wzór, opisujący profil czasowy obwiedni impulsu laserowego, można dojść do następujących wniosków:

- impulsy generowane są okresowo z częstotliwością $f_{rep} = \frac{c}{2L}$ (odwrotność czasu obiegu impulsu we wnęce)
- natężenie szczytowe zależy kwadratowo od liczby wzbudzonych modów we wnęce $I_{peak}=N^2 I_0$
- szerokość profilu czasowego Δt_{FWHM}^{1} jest odwrotnie proporcjonalna do iloczynu liczby wzbudzonych modów oraz różnicy częstości pomiędzy modami (szerokości widma impulsów):

$$\Delta t_{FWHM} \approx \frac{1}{f_{rep}N} = \frac{2\pi}{N\Delta\omega} \tag{4.11}$$

W przypadku, gdy wszystkie mody znajdujące się w paśmie wzmocnienia ośrodka są wzbudzone, czas trwania impulsu wyrazić można jako:

$$\Delta t_{FWHM} \approx \frac{1}{\Delta \nu_{FWHM}} = \frac{2\pi}{\Delta \omega_{FWHM}}$$
(4.12)

gdzie $\Delta \nu_{FWHM}$ oznacza szerokość połówkową pasma wzmocnienia. Z powyższego wzoru wynika, że czas trwania impulsu ograniczony jest od dołu przez szerokość



Rysunek 4.1: Podłużne mody wnęki rezonansowej lasera pod obwiednią pasma wzmocnienia - a), wzbudzone mody wnęki laserowej z ustalonymi relacjami fazowymi - generacja krótkich impulsów laserowych - b).

pasma wzmocnienia ośrodka laserowego. Rysunek 4.1 schematycznie przedstawia wybudzone mody wnęki laserowej.

Aby podkreślić znaczenie warunku synchronizmu fazy pomiędzy modami podłużnymi lasera ($\phi_n = 0$), na Rysunku 4.2 zostały przedstawione wyniki symulacji dla dwóch różnych przypadków: górny wiersz - gdy fazy pomiędzy modami są losowe oraz dolny wiersz - gdy fazy pomiędzy modami są zgodne. W sytu-



Rysunek 4.2: Profil czasowy światła laserowego generowanego przy wzbudzeniu 40 modów podłużnych odległych od siebie o $\omega_0/40$. Górny wiersz obrazuje sytuacje gdy fazy pomiędzy poszczególnymi modami są losowe a w dolnym wierszu fazy pomiędzy modami są identyczne.

acji, gdy fazy pomiędzy modami podłużnymi nie są zsynchronizowane, natężenie szczytowe ulega znacznemu obniżeniu a natężenie w funkcji czasu przyjmuje loso-

 $^{^1{\}rm Skrót}$ FWHM oznacza Full Width at Half Maximum, czyli szerokość w połowie wysokości, potocznie zwaną szerokością połówkową.

we wartości. Gdy fazy są ze sobą zsynchronizowane, laser generuje powtarzający się ciąg impulsów światła o krótkim czasie trwania. W następnym podrozdziale zostaną omówione techniki umożliwiające synchronizację modów podłużnych lasera (ang. mode-locking).

4.2 Synchronizacja modów podłużnych

Historia laserów impulsowych z synchronizacją modów jest prawie tak długa, jak historia lasera, gdyż zaledwie 3 lata po demonstracji pierwszego lasera zaobserwowano pierwszy synchronizm modów w laserze rubinowym [54,55]. W następnej kolejności podobne zachowanie zaobserwowano także w gazowym laserze He-Ne [56].

Jedna z metod zapewnienia synchronizmu pomiędzy modami polega na okresowej modulacja dobroci (wielkości strat) wnęki laserowej. Gdy częstość modulacji dobroci równa jest okresowi obiegu impulsu we wnęce laserowej faworyzowanym przez laser reżimem pracy będzie praca impulsowa, dla której straty są najmniejsze. W domenie częstotliwości mechanizm okresowej zmiany dobroci wnęki wytłumaczyć można powstawaniem wstęg bocznych odsuniętych od częstości własnej modu o częstość modulacji. W przypadku, gdy odległość pomiędzy kolejnymi modami jest równa częstości modulacji, następuje przekrywanie wstęg bocznych z sąsiednimi modami. Dzięki temu możliwe jest sprzężenie ze sobą wszystkich wzbudzonych modów, co pozwala ustabilizować ich fazy względne. Niezależnie od opisu mechanizmu synchronizacji modów, efekt jest taki sam ciąg krótkich impulsów laserowych na wyjściu lasera.

Synchronizację modów poprzez przełączanie dobroci wnęki można podzielić na dwie grupy: aktywną i pasywną. W przypadku aktywnej synchronizacji modów, zazwyczaj wewnątrz wnęki lasera umieszcza się modulator akustooptyczny, który pozwala przełączać dobroć wnęki z wysoką częstotliwością [57–59]. Częstość przełączania dobroci musi być z dużą precyzją dobrana do częstości obiegu impulsu we wnęce tak, aby uzyskać stabilny ciąg krótkich impulsów. Inne rozwiązanie, pozwalające na aktywną synchronizację modów, polega na synchronicznej modulacji natężenia wiązki pompującej, np. poprzez pompowanie innym laserem impulsowym o odpowiednio dobranej częstości repetycji (równej częstości repetycji lasera pompowanego) lub modulując jej natężenie przy pomocy modulatora akustooptycznego. Teoretyczne podstawy aktywnej synchronizacji modów zostały przedstawione w pracach [60,61].

W przypadku pasywnej modulacji dobroci wnęki lasera, analogicznie do aktywnej metody synchronizacji modów, częstość przełączania dobroci wnęki musi precyzyjne odpowiadać czasowi obiegu impulsu we wnęce. Główna różnica w przypadku obydwu technik synchronizacji, polega na zastąpieniu aktywnego modulatora sterowanego zewnętrznie, poprzez pasywny element modulujący dobroć wnęki. W pierwszych konstrukcjach laserów, wykorzystujących mechanizm pasywnej synchronizacji modów, jako pasywny modulator wykorzystywany był nasycalny absorber [62], dla którego absorpcja (straty) są tym mniejsze, im wyższe jest natężenie światła padającego. W takim układzie faworyzowanym trybem pracy lasera będzie reżim pracy impulsowej, dla której następuje wysycenie nasycalnego absorbera, a tym samym obniżenie całkowitych strat we wnęce [63,64].

Wykorzystując technikę pasywnej synchronizacji modów w laserach barwnikowych (których pasmo wzmocnienie jest stosunkowo szerokie), udało się po raz pierwszy uzyskać impulsy o czasie trwania poniżej 100 fs [65], by wraz z wykorzystaniem techniki nieliniowego poszerzania widma i zewnętrznej kompresji, szybko zejść do poziomu poniżej 10 fs [66,67].

Kolejnym przełomem w technice pasywnej synchronizacji modów było zademonstrowanie nasycalnych luster typu SESAM (ang. Semiconductor Saturable Absorber Mirror) [68,69]. Dzięki temu, że zarówno struktura lustra, jak i sam nasycalny absorber wykonany jest w technologii półprzewodnikowej, umożliwiło to kontrolę szeregu istotnych parametrów takiego nasycalnego lustra, m.in.: długości fali oraz pasma odbicia, natężenia nasycenia, czasu relaksacji oraz wielkości strat nienasyconych [70]. Wykorzystanie lustra typu SESAM umożliwiło generację impulsów w wielu ośrodków laserowych, pozwalając uzyskać impulsy o czasie trwania poniżej 10 fs [71].

Ośrodkiem laserowym o szczególnym znaczeniu dla techniki generacji ultrakrótkich impulsów laserowych, jest kryształ szafiru (korund) domieszkowany jonami tytanu: Ti:Al₂O₃ (Ti:Sa), którego niezwykle szerokie pasmo wzmocnienie (ponad 100 nm FWHM) [72] pozwala teoretycznie na generację impulsów o czasie trwania około 10 fs.

Przełomowym momentem dla technik generacji femtosekundowych impulsów laserowych było odkrycie przez grupę Spence'a [73], na początku lat 90 metody pasywnej synchronizacji modów opartej na soczewkowaniu Kerra w krysztale Ti:Sa. Odkrycie to w bardzo krótkim czasie zostało teoretycznie i doświadczalnie zweryfikowane przez inne grupy badawcze [74–76].

Oscylator femtosekundowy oparty na soczewkowaniu Kerra wykorzystuje mechanizm nieliniowej zmiany współczynnika załamania w ośrodku Kerrowskim (kryształ szafiru), którą można opisać następującym wzorem:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \tag{4.13}$$

gdzie n_0 jest liniowym współczynnikiem załamania a n_2 - jest nieliniowym współczynnikiem załamania. W przypadku wiązki laserowej o przekroju gaussowskim, propagującej się w ośrodku z dodatnim nieliniowym współczynnikiem załamania (dla szafiru $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$) współczynnik załamania staje się funkcją nie tylko natężenia², ale także położenia n(I, r). Dla wiązki w modzie podstawowym (TEM00) wyindukowana nieliniowa zmiana współczynnika załamania zachowuje się podobnie do soczewki o dodatniej mocy skupiającej. Oznacza to, że w przypadku pracy impulsowej (dla której natężenie wiązki jest wysokie, co odpowiada silnemu ogniskowaniu), rozmiar modu dla pewnych obszarów rezonatora ulega zmniejszeniu w porównaniu z pracą ciągłą lasera. Jeżeli dodatkowo do wnęki zostanie wstawiona apertura, dla której mod o większym rozmiarze będzie bardziej przycinany (większe straty) niż mod o mniejszym rozmiarze, wtedy preferowanym trybem pracy lasera będzie praca o niższych stratach całkowitych, tj. praca

 $^{^2 \}rm Aby$ zmienić współczynnik złamania szafiru o 1% pod wpływem światła, jego natężenie musi być na poziomie 50 $\rm TW/cm^2$

impulsowa. Schemat działania mechanizmu synchronizacji modów opartego na soczewkowaniu Kerra przedstawiony został na Rysunku 4.3.



Rysunek 4.3: Schemat działania lasera impulsowego z synchronizacja modów opartą na soczewkowaniu Kerra. Przedstawione zostały dwie sytuacje: kolor szary - laser pracujący w reżimie z długimi impulsami (niskie natężenie - duże straty), kolor niebieski - praca z krótkimi impulsami (wysokie natężenie - niskie straty).

Obok fizycznej apertury we wnęce możliwy jest także innym mechanizm wprowadzania strat we wnęce, zależnych od natężenia impulsów. W tym celu wykorzystuje się zmiany rozmiaru modu wiązki laserowej w samym krysztale laserowym, wywołane przez soczewkowanie Kerra. Jeżeli rozmiar wiązki pompującej jest mniejszy niż rozmiar modu lasera w pracy ciągłej, wtedy laser będzie miał tendencję do pracy impulsowej tak, aby zwiększyć całkę przekrywania pomiędzy modem lasera a modem wiązki pompującej. Konstrukcje wykorzystujące ten typ dyskryminacji strat, noszą nazwę laserów z miękką aperturą, w przeciwieństwie do laserów z fizyczną twardą aperturą.

Ze względu na szerokie pasmo wzmocnienia w krysztale szafiru oraz prostotę działania Kerrowskiego mechanizmu synchronizacji modów (brak aktywnych elementów) tego typu lasery stały się najpowszechniejszym źródłem generującym femtosekundowe impulsy światła. Standardowo z takiego oscylatora można uzyskać impulsy o czasie trwania wynoszącym około 10 fs przy mocy średniej wynoszącej 1 W, co w połączeniu z częstością repetycji 100 MHz odpowiada mocy szczytowej impulsów na poziomie 1 MW.

Fundamentalnym ograniczeniem czasu trwania impulsów generowanych z wykorzystaniem mechanizmu soczewkowania Kerra jest skończony czas odpowiedzi ośrodka na zmianę natężenia. Jednakże czas ten wynoszący około 2 fs nie stanowi ograniczenia w dzisiejszych oscylatorach. Ograniczenie wynika w głównej mierze ze skończonej szerokości pasma wzmocnienia w krysztale szafiru. Bariera czasu trwania 10 fs wyznaczona przez szerokość pasma wzmocnienia w krysztale Ti:Sa przełamana została dzieki wykorzystaniu efektów nieliniowych zwiazanych z propagacja intensywnych impulsów femtosekundowego w krysztale laserowym. Gdy natężenie impulsu jest odpowiednio wysokie, obok efektu soczewkowania Kerra, pojawia się także nieliniowe poszerzenie widma, wywołane w głównej mierze przez samomodulację fazy [77]. Aby laser pracował stabilnie w takim reżimie, pole elektryczne impulsu (z dokładnością do fazy bezwzględnej) po każdym pełnym obiegu impulsu w wnece oscylatora musi być odtwarzane. Ewolucje impulsu we wnece, przy uwzglednieniu nieliniowej propagacji w ośrodku, można opisać nieliniowym równaniem Schrödingera. Rozwiazaniem, spełniającym wymóg odtwarzania pola, jest rozwiązanie w postaci impulsu solitonowego (zachowującego swój kształt). propagującego się w ośrodku o ujemnej dyspersji prędkości grupowych [78-80] (GVD<0, patrz Dodatek C.3)³. Można wyprowadzić wzór opisujący minimalny czas trwania impulsu we wnęce dla reżimu solitonowego w funkcji parametrów lasera [81]:

$$\Delta \tau_{FWHM} = \frac{3.53|D|}{\Phi E_p} + \alpha \Phi E_p \tag{4.14}$$

gdzie D jest całkowitą dyspersją wnęki po jednym obiegu wyrażoną w fs², $\Phi = 2n_2L/(\lambda_0w_0^2)$ jest wielkością samomodulacji fazy na jednostkę energii, L jest długością ośrodka, w_0 - rozmiarem modu w krysztale a λ_0 - centralną długością fali. Czynnik $\alpha \Phi E_p$ ($\alpha \approx 0.1$ dla dyspersyjnego końca wnęki a 0.25 dla końca bez dyspersyjnego) zwykle ma znaczenie jedynie korekcyjne, nieistotne dla impulsów o czasie trwania powyżej 30 fs.

Dla laserów femtosekundowych, pracujących w reżimie solitonowym, ważne jest, aby ujemna dyspersja była możliwie równomiernie rozłożona w obydwu ramionach oscylatora (wtedy $\alpha \approx 0.17$). Odpowiada to sytuacji, gdy ewoluujący impuls jest najkrótszy w środku kryształu przy obydwu przejściach w czasie pełnego obiegu. Dzięki temu, zwiększyć można udział efektów nieliniowych, a tym samym bardziej poszerzyć widmo impulsów.

Aby w pełni wykorzystać pasmo wzmocnienia parametrycznego wzmacniacza IR (Rozdział 2, Rysunek 2.8), szerokość widma impulsów zasiewających musi być większa niż 100 nm. Oznacza to, że oscylator femtosekundowy, będący źródłem impulsów zasiewających, musi pracować w reżimie solitonowym (ujemna dyspersja wnęki) z wykorzystaniem nieliniowego poszerzania widma. Standardowo kontrolę dyspersji we wnęce oscylatora uzyskuje się wykorzystując parę pryzmatów ustawionych w taki sposób, że różne składowe spektralne mają różne drogi optyczne [82]. Dzięki temu możliwa jest płynna kontrola wielkości ujemnej dyspersji we wnęce oscylatora. Tego typu rozwiązanie posiada jednak trzy istotne wady:

• wprowadza dodatkowe straty we wnęce oscylatora, wynikające ze strat na odbiciach od powierzchni (które można minimalizować odpowiednio dobie-

 $^{^{3}}$ W przypadku oscylatora szafirowego nie mamy do czynienia z ośrodkiem o ujemnym GVD. Chodzi o to, by sumaryczna dyspersja wnęki laserowej była ujemna.
rając polaryzację wiązki laserowej) oraz przez linową absorpcję w materiale pryzmatu,

- tego typu układy zapewniają możliwość płynnej kontroli dyspersji kwadratowej, tj. wielkości GVD, wprowadzając jednocześnie dodatkowo trzeci rząd dyspersji TOD oraz wyższe człony fazy, co ogranicza czas trwania impulsów od dołu do 10 fs,
- wielkość dyspersji, wprowadzanej przez linię dyspersyjną, zależy od położenia wiązki na pryzmatach. Oznacza to, że nawet niewielki ruch wiązki w oscylatorze powoduje zmianę dyspersji wnęki. W praktyce laboratoryjnej wiąże się to ze słabą powtarzalnością pracy lasera oraz bardzo krytycznym ustawianiem wnęki.

Rozwiązaniem pozwalającym uniknąć wyżej wymienionych wad jest zastąpienie linii dyspersyjnej elementem wprowadzającym ujemną dyspersję, którego charakterystyka nie zależy od położenia wiązki. Takim elementem są lustra o ujemnej dyspersji prędkości grupowych - zwane lustrami z czirpem (ang. chirped mirrors) [83,84]. W tych lustrach grubość kolejnych warstw ćwierćfalowego stosu dielektrycznego zmienia się wraz z numerem warstwy, dając różną głębokość penetracji dla różnych długości światła. Odpowiednio projektując grubości tychże warstw, można uzyskać zadaną wielkość dyspersji (np. ujemny czirp). Jednocześnie pasmo wysokiego współczynnika odbicia dla tego typu luster jest znacznie szersze niż dla tradycyjnych luster z pojedynczym stosem ćwierćfalowym.

Wadą takich luster są znaczne oscylacje dyspersji dla różnych długości fal (patrz Rysunek 4.4). Rozwiązaniem pozwalającym na, przynajmniej częściową, kompensację wyżej wspomnianych oscylacji, jest użycie pary luster, dla których oscylacje mają taką samą amplitudę, ale są przesunięte względem siebie o pół okresu. Dzięki temu dyspersja wypadkowa może mieć znacznie gładszy przebieg niż dla pojedynczego lustra. Lepsze charakterystyki, w szczególności kształtu dyspersji i jej wielkości, uzyskano w lustrach z podwójnym czirpem (ang. double chirped mirrors) [85]. W tych lustrach zmieniana jest nie tylko grubość kolejnych warstw stosu ćwierćfalowego, ale także względna grubość warstw tworzących daną warstwę ćwierćfalową - patrz Rysunek 4.4 c).

Korzystając z luster z podwójnym czirpem oraz wykorzystując soczewkowania Kerra (do stabilizacji pracy impulsowej lasera oraz synchronizacji modów), a także nieliniowe poszerzenie widma (dzięki pracy w reżimie solitonowym z ujemną dyspersją), autorom pracy [86] udała się uzyskać impulsy o czasie trwania poniżej 5 fs, których szerokość spektralna przekraczała jedną oktawę.

4.3 Szafirowy oscylator femtosekundowy - wyniki

Oscylator szafirowy, wykorzystujący solitonowy reżim pracy oraz lustra z ujemną dyspersją, został zbudowany przez autora jako źródło impulsów zasiewających dla wzmacniacza parametrycznego. Obok wymienionych powyżej aspek-



Rysunek 4.4: Schemat działania luster z czirpem; rysunek a) - tradycyjne lustro z pojedynczym stosem ćwierćfalowym, b) - lustro z czirpem, c) - lustro z podwójnym czirpem

tów, tj. reżimu pracy czy dyspersji, przy projektowaniu lasera należy uwzględnić takie elementy, jak:

- kompensacja astygmatyzmu [87] (wprowadzanego przez kryształ szafiru wycięty pod kątem Brewstera)
- dobór elementów ogniskujących wiązkę pompującą tak, aby mody przestrzenne obydwu wiązek odpowiednio się przekrywały (z uwzględnieniem astygmatyzmu wiązki lasera)
- dobór długości kryształu i jego absorpcji
- wybór zestawu luster kompensujących dyspersję elementów optycznych wnęki o możliwie szerokim zakresie i płaskim przebiegu

Ponadto konstrukcja powinna posiadać możliwie najmniejszą liczbę stopni swobody wymaganą do poprawnego ustawienia elementów we wnęce, zapewniając tym samym powtarzalność oraz długoczasową stabilność lasera. Schemat ideowy konstrukcji oscylatora wraz z wizualizacją projektu został przedstawiony na Rysunku 4.5.

Parametry konstrukcyjne zbudowanego oscylatora femtosekundowego to:

 \bullet ośrodek czynny lasera: kryształ korundu domieszkowany jonami tytanu Ti:Al_2O_3,



Rysunek 4.5: a) Schemat ideowy oscylatora femtosekundowego opartego na lustrach z czirpem M1-M6, Ti:Sa - kryształ szafiru o grubości 2.3 mm, OC - lustro wyjściowe, LP - laser pompujący Coherent Verdi V5, L - soczewka ogniskująca; b) projektu oscylatora wykonany w programie Autodesk Inventor.

- długość kryształu (mierzona wzdłuż biegu wiązki): 2.3 mm, apertura 4 \times 4 mm, wycięty pod kątem Brewstera,
- absorpcja wiązki pompującej na długości fali lasera pompującego 532 nm: 75%, co odpowiada koncentracji jonów tytanu na poziomie 0.25%,
- jakość kryształu $FOM^4 > 150$,
- laser pompujący: Coherent Verdi V5, o mocy P=5 W, $\lambda_p=532$ nm, średnica wiązki $2w_0=2.25$ mm,
- soczewka ogniskująca f=79 mm, obrócona o kąt $\theta_s=3.9^\circ,$
- lustra wklęsłe R = 75 mm, grubość d = 6 mm, obrócone o kąt $\theta_l = 6.22^{\circ}$ wokół osi prostopadłej do płaszczyzny wyznaczonej przez wnękę lasera,
- całkowita długość wnęki oscylatora L = 3.75 m, co odpowiada częstotliwości repetycji f = 80 MHz,
- lustra M1,M5,M6 posiadają wysoki współczynnik odbicia na długości fali lasera pompującego, co pozwala na efektywne wykorzystanie energii wiązki lasera pompującego poprzez jej dwukrotną absorpcję w krysztale szafirowym.

Jak zostało wcześniej wspomniane, aby przekryć widmo oscylatora femtosekundowego z pasmem wzmacniacza parametrycznego, szerokość spektralna impulsów powinna przekraczać 100 nm. Oznacza to, że czas trwania impulsu fourierowsko ograniczonego powinien być nie większy niż 10 fs. Korzystając ze wzoru

⁴FOM (ang. Figure Of Merit) jest miarą jakości kryształu, zdefiniowaną jako stosunek współczynnika absorpcji dla wiązki pompującej do współczynnika absorpcji wiązki laserowej, $FOM = \frac{\alpha_{532}}{\alpha_{800}}$, gdzie $\alpha = \frac{1}{L} \ln \frac{I_{in}}{I_{out}}$.

na czas trwania impulsu (4.14) (w reżimie pracy solitonowej oscylatora), można wyliczyć wymaganą wartość ujemnej dyspersji przy zadanym czasie trwania impulsów. Do obliczenia dyspersji przyjęto następujące parametry lasera: rozmiar wiązki laserowej w krysztale $w_0 = 15 \ \mu\text{m}$, średnia moc wyjściowa oscylatora $P_{out} = 800 \ \text{mW}$, transmisja lustra wyjściowego $T_{OC} = 30\%$, centralna długość fali $\lambda_0 = 800 \ \text{nm}$. Zakładając, że dyspersja jest równomiernie rozłożona w całej wnęce lasera, współczynnik dyspersji wynosi $\alpha = 0.17$. Z powyższych danych można wyliczyć energię impulsu krążącego we wnęce $E_p = 33.3 \ \text{nJ}$ a następnie czynnik samomodulacji fazy $\Phi = 8.17 \cdot 10^{-7} \text{W}^{-1}$. Ostatecznie, wartość ujemnej dyspersji odpowiadająca impulsom o czasie trwania $\tau_{FWHM} = 10 \ \text{fs}$ wynosi $GVD = -45 \ \text{fs}^2$ a wyliczony i uwzględniony czynnik korygujący $\alpha \Phi E_p = 4.6 \ \text{fs}$.

Ujemną dyspersję wnęki uzyskano wykorzystując lustra z ujemną dyspersją. Podczas dobierania luster należy uwzględnić dodatnią dyspersję wprowadzaną przez kryształu szafiru a także dyspersję wprowadzaną przez powietrze na drodze 2×3.75 m (dla pełnego obiegu impulsu). Wartości dyspersji dla szafiru i powietrza na długości fali 800 nm wynoszą odpowiednio: 58 fs²/mm oraz 0.022 fs²/mm. Ze względu na znaczną szerokość spektralną projektowanego oscylatora należy także uwzględnić zależność kształtu dyspersji od długości fali, którą można wyliczyć ze współczynników załamania, korzystając z formuł Sellmeiera. Tak obliczona krzywa całkowitej dyspersji wnęki w funkcji długości fali, przedstawiona została na Rysunku 4.6 b). Warto podkreślić, że wkład pochodzący od dyspersji powietrza nie jest zaniedbywalny i stanowi on ponad 30% udziału w całkowitej dyspersji wnęki. Aby skompensować dodatnią dyspersję materiałową oraz dodatkowo wprowadzić odpowiednią ilość ujemnej dyspersji, dobrany został odpowiedni zestaw luster z ujemnym czirpem (Rysunek 4.6 a)).

Sumaryczna dyspersja luster wraz z dodaną dyspersją materiałową, została przedstawiona na Rysunku 4.6 b) - linia niebieska. Na Rysunku 4.6 c) zostały przedstawione współczynniki odbicia dla poszczególnych luster wraz z całkowitym współczynnikiem odbicia dla całej wnęki (po jednym obiegu), wyznaczającym maksymalny zakres spektralny generowanych impulsów. Aby nakreślić trudność w doborze odpowiedniego zestawu luster (tak aby dyspersja była możliwie płaska w szerokim zakresie spektralnym), należy uwzględnić fakt, że projekt wnęki opierał się na teoretycznych krzywych dyspersji luster dostępnych na stronie internetowej producenta [88]. Lustra dostarczone, ze względu na skończoną powtarzalność procesu napylania, różnią się od tych wzorcowych. Dodatkowo zmierzona krzywa dyspersji (dostarczona przez producenta wraz z lustrami) odbiega od danych teoretycznych dyspersji luster (Rysunek 4.6 d)). W praktyce oznacza to, że proces doboru luster o odpowiedniej charakterystyce dyspersyjnej jest zajęciem czasochłonnym i kosztownym.

Przetestowane zostały dwie konfiguracje oscylatora, dla różnych transmisji lustra wyjściowego, wynoszących odpowiednio 7% oraz 30%. W pierwszym przypadku oscylator generował bardzo szerokie widmo o kształcie zbliżonym od prostokąta (Rysunek 4.7 - czerwona krzywa). Szerokość widma oscylatora znacznie przekraczała pasmo wzmocnienia dla kryształu szafiru, potwierdzając tym samym wkład efektów nieliniowych, w tym nieliniowego poszerzania widma w kryształe. Czas trwania impulsu fourierowsko ograniczonego dla takiego widma



Rysunek 4.6: Parametry luster użytych do konstrukcji oscylatora femtosekundowego. a) Krzywe dyspersji dla poszczególnych luster, b) sumaryczna dyspersja luster (linia niebieska), dyspersji materiałowej (krzywa czerwona) oraz całkowita dyspersja wnęki (krzywa czarna). c) Współczynnik odbicia dla poszczególnych luster wraz z całkowitym współczynnikiem odbicia dla całego rezonatora, d) teoretyczna całkowita dyspersja zestawu luster zamawianych (krzywa czerwona), teoretyczna dyspersja luster wyprodukowanych (krzywa zielona), doświadczalnie zmierzona dyspersja luster wyprodukowanych (krzywa czarna).

wynosi 7.6 fs. Dla takiej konfiguracji szerokość widma impulsów ograniczona jest pasmem odbicia luster (Rysunek 4.6 c)). Przeciek wiązki obserwowany za lustrem M4 (transmitującym skrajne fragmenty widma) ujawnia obecność składowych spektralnych w znacznie szerszym zakresie: od długości fal 610 nm (kolor żółty) do fal o długości powyżej 980 nm, dla której kończył się zakres pomiarowy użytego spektrometru.

Ze względu na niską transmisję lustra końcowego, co wiąże się z wysoką energią impulsu krążącego we wnęce, moc wyjściowa oscylatora dla tej konfiguracji wynosi zaledwie P = 180 mW przy maksymalnej mocy wiązki pompującej wynoszącej 3.6 W. Dla wyższej mocy wiązki pompującej oscylator spontanicznie przechodził do pracy ciągłej bądź generował niestabilny ciąg impulsów w reżimie Q-switchingu.

Aby zwiększyć wyjściową moc średnią (a tym samym energię impulsu wyjściowego), energia impulsu krążącego we wnęce została obniżona, poprzez zamianę lustra końcowego na lustro o zwiększonej transmisji T = 30%. Dzięki temu udało się uzyskać stabilną pracę w reżimie impulsowym, wykorzystując pełną dostępną moc wiązki laserowej, tj. 5 W. Uzyskana moc średnia wiązki wyjściowej dla takiej konfiguracji mieści się w zakresie P = 650 - 900 mW (co odpowiada energii impulsu około 10 nJ) dla różnych kształtów widma, które można częściowo kształto-



Rysunek 4.7: Widmo oscylatora femtosekundowego uzyskane dla dwóch różnych transmisji lustra końcowego: 7% i 30%. Obydwa widma przedstawione są w skali umożliwiającej bezpośrednie porównanie natężeń, a kolorem zielonym zaznaczony został zakres spektralny projektowanego wzmacniacza parametrycznego.

wać, zmieniając ustawienia elementów wnęki lasera (odległości luster wklęsłych, położenia soczewki oraz kryształu). Moc średnia zbudowanego oscylatora jest większa niż w komercyjnie dostępnych układach, przy takiej samej mocy lasera pompującego. Typowe widmo impulsów femtosekundowych zostało przedstawione na Rysunku 4.7 - czarna krzywa. Na Rysunku 4.8 zostały pokazane zdjęcia oscylatora.



Rysunek 4.8: Zdjęcie przedstawiające zbudowany oscylator femtosekundowego oparty na lustrach z ujemną dyspersją prędkości grupowych.

Dzięki zwartej konstrukcji udało się uzyskać wysoką stabilność pracy lasera (zarówno krótkoczasową, jak i długoczasową - patrz Rysunek 4.9 a) oraz b)), co korzystnie wpływa na stabilność całego wzmacniacza parametrycznego. Zmierzony profil przestrzenny wiązki lasera ma rozkład gaussowski - Rysunek 4.9 c) a zmierzony parameter jakości wiązki M^2 wynosi odpowiednio dla osi poziomej i pionowej $M_x = 1.14$ oraz $M_y = 1.13$ - Rysunek 4.9 d).



Rysunek 4.9: Charakterystyka zbudowanego oscylatora femtosekundowego: a) pomiar stabilności mocy wyjściowej oraz odpowiadający mu histogram - b), profil przestrzenny wiązki wyjściowej - c) oraz wynik pomiaru parametru wiązki wyjściowej M^2 -d).

Porównując kształt widma oscylatora z profilem wzmocnienia wzmacniacza w podczerwieni (Rysunek 2.8), można zauważyć że, od strony krótkofalowej przekrywanie widm ograniczone jest przez pasmo wzmacniacza parametrycznego dla długości fali $\lambda_{min} \approx 760$ nm. Od strony długofalowej górnym ograniczeniem jest szerokość widma oscylatora, którego zakres w podczerwieni sięga do około 920 nm. Niestety, w projektowanym układzie wzmacniacza parametrycznego wykorzystanie widma o szerokości 160 nm nie było możliwe z dwóch powodów. Po pierwsze z powodu braku luster dielektrycznych o odpowiednio szerokim paśmie odbicia przy zachowanej płaskiej charakterystyce dyspersji. Po drugie, rozciągnięcie tak szerokiego widma w układzie streczera do czasu trwania rzędu ns wiązałoby się z koniecznością użycia luster o bardzo dużej aperturze oraz obecnością znacznych aberracji, uniemożliwiających poprawną kompresję impulsów (szczegóły omówione zostaną w Rozdziale 5). Ponadto, przy tak szerokim widmie wraz z lustrami o dużej aperturze wymagane są także siatki dyspersyjne o odpowiednio dużym rozmiarze, co utrudnia znalezienie dostawcy tych elementów przy zachowaniu odpowiednio wysokich parametrów optycznych oraz dramatycznie podnosi koszty. Z tego powodu zakres projektowanego układu wzmacniacza został ograniczony od strony długofalowej do długości fali $\lambda_{max} = 880$ nm. Tak wyznaczony zakres widmowy projektowanego wzmacniacza został oznaczony kolorem zielonym na Rysunku 4.7. Obszar ten dobrze przekrywa się z widmem impulsów generowanych przez oscylator, przy czym moc zawarta w tym zakresie spektralnym odpowiada około 60% całkowitej mocy oscylatora.

4.4 Wzmacnianie impulsów femtosekundowych technika CPA

Techniki wzmacniania parametrycznego przedstawione w poprzednich podrozdziałach, w szczególności wzmacniacze typu NOPA, dają możliwość wzmacniania niezwykle szerokiego pasma, co pozwala na uzyskiwanie bardzo krótkich impulsów.

Aby uzyskać wysokie moce szczytowe, zgodnie ze wzorem P = E/t, można iść drogą skracania impulsów poprzez poszerzenie widma lub zwiększać ich energię. Jednakże wzmacnianie impulsów o szerokości widma powyżej oktawy staje się bardzo trudne (brak dopasowania fazowego oraz trudności natury praktycznej). Z tego powodu jedyną drogą, pozwalająca na uzyskania impulsów o dużo wyższym natężeniu szczytowym, jest zwiększanie energii zawartej impulsie.

Wraz ze wzrostem energii impulsu, zarówno pompującego jak i wzmacnianego, nateżenie światła osiąga taki poziomom, dla którego pojawiają się efekty ograniczające dalsze wzmocnienie takie jak: efekty termiczne, uszkodzenia elementów optycznych (np. luster czy kryształu) oraz szczególnie istotne dla wzmacniaczy typu NOPA - efekty nieliniowe. Efekty termiczne związane są w głównej mierze z absorpcja wiązki pompującej i związanym z tym ogrzewaniem kryształu. Powoduje to deformację frontu falowego wiązki, co wpływa na jakość uzyskiwanego ogniska a tym samym na natężenie szczytowe. Pomimo tego, że we wzmacniaczach laserowych standardowo używa się elementów optycznych o wysokim progu zniszczenia, to górna granica natężenia dla impulsów femtosekundowych znajduje się na poziomie 100 GW/cm². Projektując wzmacniacz, należy jednak zawsze pozostawić pewien margines bezpieczeństwa. Trzeci czynnik ograniczający natężenie - odpowiedzialny za efekty nieliniowe - wynika z nieliniowego oddziaływania intensywnego impulsu laserowego z ośrodkiem materialnym (np. kryształem, soczewkami czy nawet powietrzem). Za miarę określającą "siłę" efektów nieliniowych zwyczajowo przyjmuję się "całkę - B" [89] definiowaną wzorem:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \tag{4.15}$$

gdzie n_2 jest nieliniowym współczynnikiem załamania zaś L jest długością propagacji w ośrodku. Zwyczajowo przyjmuje się, że aby impuls nie uległ znacznej degradacji wartość całki B nie powinna być większa od π . Gdy całka B przyjmuje większe wartości, pojawiają się efekty wpływające na jakość wzmacnianych impulsów oraz wiązki, m.in.:

- samomodulacja fazy (ang. Self Phase Modulation) odpowiedzialna za nieliniowe poszerzanie widma impulsu [77],
- samoogniskowanie w przypadku, gdy nieliniowy współczynnik załamania jest dodatni $n_2 > 0$ przy gaussowskim rozkładzie natężenia, co prowadzi do powstania soczewki skupiającej a w następstwie do jeszcze mocniejszego ogniskowania aż do uszkodzenia materiału włącznie,
- filamentacja powstaje jako dynamiczna równowaga dwóch przeciwstawnych procesów: samoogniskowania oraz rozbieżności dyfrakcyjnej, prowadząc do powstania bardzo cienkich włókien światła o niewielkiej rozbieżności i wysokim natężeniu [90], które jonizują ośrodek (np. powietrze) podczas propagacji.

Wymienione efekty stanowiły barierę uzyskiwanej mocy szczytowej, nie tylko dla klasycznych wzmacniaczy laserowych, ale także dla parametrycznych wzmacniaczy światła, ograniczając od góry natężenie szczytowe impulsu do GW.

Metodą pozwalającą na znaczne ograniczenie wpływu wysokiego natężenia zarówno na próg zniszczenia jak i na efekty nieliniowe była zaproponowana przez Gérarda Mourou w połowie lat 80 technika wzmacniania impulsów zwana CPA (ang. Chirped Pulse Amplification) [91]. Idea tego przełomowego pomysłu polega na tym, że impulsy zasiewające pochodzące z oscylatora femtosekundowego nie są bezpośrednio wzmacniane we wzmacniaczu. Aby obniżyć ich natężenie szczytowe, impulsy te zostają najpierw rozciągnięte w czasie w urządzeniu zwanym streczerem (rozciągaczem). Układ streczera składa się zwykle z siatek dyfrakcyjnych i teleskopu odwracającego (budowa i parametry tego typu streczera szczegółowo omówione zostaną w Rozdziale 5), linii dyspersyjnej [82] bądź kawałka szkła lub światłowodu [92]. Wszystkie wymienione typy streczerów odznaczają się wspólną cechą - dyspersją, tzn. różne długości fali przebywają różne drogi optyczne. Impuls po przejściu przez taki układ, zostaje rozciągnięty w czasie - sczirpowany. W typowych układach streczerów impuls zasiewający rozciągany jest o czynnik 10^3-10^5 , co oznacza, że jego natężenie szczytowe obniżane jest o ten sam czynnik.

Znaczna redukcja natężenia szczytowego, umożliwia wzmacnianie impulsów (we wzmacniaczu laserowym bądź we wzmacniaczu parametrycznym), przesuwając granicę wystąpienia niepożądanych zjawisk takich jak zniszczenie elementów optycznych czy efekty nieliniowe. Następnie wzmocnione impulsy są ponownie skracane w kompresorze, którego działanie jest odwrotne do działania streczera. Typowy układ kompresora składa się z dwóch siatek i lustra zawracającego [93], choć możliwa jest także kompresja impulsów w szkle [94] czy przy użyciu omawianych wcześniej luster z ujemnym czirpem [95].

Dzięki skróceniu impulsów do ich pierwotnego czasu trwania (co jest możliwe przy zachowaniu szerokiego widma podczas wzmacniania), uzyskuje się krótkie impulsy o niezwykle wysokich natężeniach szczytowych. Dzięki technice CPA możliwa stała się konstrukcja kompaktowych wzmacniaczy laserowych o mocach szczytowych powyżej 10 TW mieszczących się na typowym stole optycznym [96]. Dodatkowo zademonstrowano wiele układów laserowych o mocach szczytowych rzędu petawata (10¹⁵ W) [97–101] o niskiej częstości repetycji.



Rysunek 4.10: Schemat wzmacniacza impulsów laserowych z wykorzystaniem techniki CPA.

4.5 Parametryczny wzmacniacz impulsów - technika OPCPA

Przez prawie 10 lat zalety techniki wzmacniania CPA pozostawały domeną laserowych wzmacniaczy światła, jednocześnie umożliwiły sukcesywne przesuwanie górnej granicy mocy szczytowej wzmacnianych impulsów. W roku 1992 grupa profesora Piskarkasa zademonstrowała układ, w którym ośrodek laserowy, stanowiący serce układu CPA zastąpiony został przez kryształ nieliniowy wzmacniacza parametrycznego [102]. W ten sposób powstał pierwszy wzmacniacz parametryczny, wykorzystujący technikę wzmacniania z rozciąganiem impulsów - OPC-PA (ang. Optical Parametric Chirped Pulse Amplification). Ewolucję konstrukcji oraz przegląd dotychczasowych osiągnięć wykorzystujących technikę OPCPA można znaleźć w jednym z artykułów przeglądowych [103–105].

Wzmacniacze światła w technologii OPCPA posiadają szereg zalet w porównaniu z analogicznymi wzmacniaczami laserowymi CPA, między innymi:

- szerokie pasmo wzmocnienia wykorzystując konfigurację niewspółliniową dla kryształu BBO szerokość pasma wzmocnienia w podczerwieni przekracza 250 nm, a przy wyższych natężeniach może być jeszcze większa,
- duże wzmocnienie na pojedyncze przejście, typowo $10^2 10^4$ (choć zależy to od konkretnej konfiguracji wzmacniacza),
- minimalizacja efektów termicznych wiązka pompująca w przeciwieństwie do wzmacniacza laserowego jest praktycznie nieabsorbowana w krysztale nieliniowym, minimalizując tym samym niepożądane efekty termiczne (wpływające na jakość wiązki) oraz niwelując potrzebę stosowania układów do chłodzenia kryształu,
- łatwe skalowanie energii ze względu na brak efektów termicznych, energię końcową impulsu można łatwo skalować poprzez zwiększanie energii w wiązce pompującej oraz zwiększanie apertury kryształu,

- samostabilizacja natężenia przy odpowiednim doborze parametrów pracy wzmacniacza, układ ma tendencje do kompensowania fluktuacji natężenia wiązki sygnałowej [45],
- możliwość strojenia dobór pasma wzmocnienia jest możliwy poprzez wybór odpowiedniego kryształu, długości fali wiązki pompującej oraz odpowiedniej geometrii wiązek, pozwalając na wzmacnianie impulsów od ultrafioletu do średniej podczerwieni,
- wysoki poziom kontrastu impulsów wzmocniona fluorescencja parametryczna, odpowiedzialna w głównej mierze za zmniejszenie kontrast impulsów, jest znacznie słabsza niż analogiczna wzmocniona emisja spontaniczna (ASE), obecna we wszystkich wzmacniaczach laserowych [106],
- wysoka jakość wiązki dzięki minimalizacji efektów termicznych, jakość wiązki ulega pogorszeniu w dużo mniejszym stopniu, niż ma to miejsce w przypadku wzmacniaczy laserowych,
- niska dyspersja materiałowa dzięki wysokiemu wzmocnieniu na pojedyncze przejście oraz braku dodatkowych elementów dyspersyjnych (takich, jak np. komórki Pockelsa), łączna długość propagacji w materiale jest znacznie mniejsza niż w typowym wzmacniaczu laserowym, co pozwala na łatwiejszą kompresję impulsów.

Obok szeregu korzyści wymienionych powyżej, wynikających z zastosowania techniki OPCPA są z nią związane także pewne ograniczenia:

- ze względu na fakt, że energia wiązki pompującej nie jest magazynowana w krysztale nieliniowym, przekaz energii pomiędzy impulsami zachodzi jedynie wtedy, gdy impulsy przekrywając się ze sobą zarówno w przestrzeni, jak i w czasie. Narzuca to warunek na precyzyjną synchronizację czasową pomiędzy impulsami (ma to szczególnie znaczenie w przypadku impulsów pompujących o pikosekundowym czasie trwania),
- niska tolerancja na kąt ustawienia wiązek wydajność procesu parametrycznego a także jego pasmo silne zależy od poprawnego ustawienia kątów pomiędzy wiązkami, jak i orientacji kryształu,
- częściowe wykorzystanie energii impulsu pompującego ze względu na brak kumulacji energii impulsu pompującego w krysztale, tylko fragment impulsu przekrywający się czasowo z impulsem sygnałowym jest efektywnie wykorzystywany (część centralna). Pozostałe fragmenty impulsu (głównie ogony, zarówno w czasie, jak i przestrzeni) nie są przetwarzane, obniżając tym samym całkowitą sprawność wzmacniacza⁵,

⁵Powyższe stwierdzenie dotyczy w głównej mierze impulsu pompującego o gaussowskim profilu czasowym. W przypadku impulsu o prostokątnym profilu czasowym i przestrzennym, teoretycznie możliwe jest uzyskanie wysokiej sprawności przekazu energii.

 wysoki koszt układu streczer-kompresor. Aby uzyskać wysoką sprawność transferu energii z wiązki pompującej, czas trwania impulsu zasiewającego powinien być porównywalny z długością trwania impulsu pompującego. W przypadku komercyjnych laserów pompujących o nanosekundowych impulsach, wiąże się to z wymogiem rozciągnięcia impulsu zasiewającego do paru nanosekund, znacznie podnosząc koszt układu rozciągania i skracania impulsów (m.in. lustra o dużej aperturze oraz siatki dyfrakcyjne o dużej powierzchni).

Z powyższej listy wad i zalet, nie można wyciągnąć jednoznacznego wniosku, która konstrukcja jest "lepsza". W szczególności, aby odpowiedzieć na takie pytanie, należy dodatkowo sprecyzować oczekiwane własności układu. W przypadku, gdy końcowym efektem jest najwyższa moc szczytowa, dyskusja w środowisku laserowym jest wciąż otwarta, jednakże szala przechyla się nieznacznie w stronę techniki OPCPA. Zademonstrowano działające układy wzmacniaczy opartych na technologii OPCPA o mocy szczytowej 0.56 *PW* [107] i 1 PW [108] oraz wzmacniacz hybrydowy (ze wzmacniaczem mocy na szkle neodymowym) o mocy szczytowej 1.1 PW [109]. Ponadto w trakcie budowy jest układ o nazwie Petawat Field Synthesizer [110], który ma stanowić przeskalowaną konstrukcję rozważanego lasera o mocy szczytowej rzędu eksawatów, kryjącego się pod akronimem ELI - Extreme Light Infrastructure [111]. Projekt ten realizowany jest przez część krajów Unii Europejskiej a Polska jest jednym z uczestników tego niezwykłego przedsięwzięcia.

Rozdział 5

Wzmacniacz parametryczny OPCPA w podczerwieni

W tym rozdziale zostanie przedstawiona konstrukcja wzmacniacza parametrycznego, pracującego w bliskiej podczerwieni. Cechą wyróżniającą tę konstrukcję od innych, analogicznych parametrycznych wzmacniaczy opisanych dotychczas w literaturze, jest jego wysoka sprawność energetyczna przy wykorzystaniu komercyjnego lasera pompującego. Została ona uzyskana poprzez wykorzystanie nowatorskiej techniki przesuwania czasowego impulsu zasiewającego względem impulsu pompującego, w stopniu wzmacniacza mocy. Szczegółowo zostaną omówione poszczególne elementy układu wzmacniacza OPCPA a następnie zostaną przedstawione uzyskane wyniki. Na koniec zbudowana konstrukcja zostanie porównana z innymi konstrukcjami OPCPA.

5.1 Laser pompujący Nd:YAG

Zdecydowaną większość zademonstrowanych układów OPCPA można podzielić na dwie kategorie: układy pompowane impulsami pikosekundowymi (laser pompujący z synchronizacją modów) [112] lub laserami nanosekundowymi - z przełączaniem dobroci wnęki (ang. Q-switching) [113]. Szczegółowy opis mechanizmu działania obydwu laserów można znaleźć np. w książce [89]. Aby uzyskać zadaną energię impulsów wzmacnianego, impuls lasera pompującego również musi mieć odpowiednio wysoką energię. Przy czym dla impulsów pompujących krótszych niż ps, czynnikiem ograniczającym są efekty nieliniowe a dla impulsów dłuższych niż kilka ns, ograniczenie stanowi możliwość odpowiedniego rozciągnięcia czasowego impulsu zasiewającego.

Ze względu na brak komercyjnie dostępnych układów pikosekundowych o energii impulsów wyższej niż 100 mJ oraz trudności związanej z synchronizacją czasową tak krótkich impulsów, laserem pompującym z wyboru został nanosekundowy laser z przełączaniem dobroci wnęki. Ośrodkiem wzmacniającym w tego typu laserach jest zwykle kryształ YAG (granat itrowo-aluminiowy) domieszkowany jonami neodymu Nd:YAG (symbol chemiczny: Nd:Y₃AL₅O₅). Maksimum pasma wzmocnienia tego ośrodka odpowiada długości fali 1064 nm [114] a energia wyjściowa impulsu, przy częstości repetycji wynoszącej parę Hz, łatwo przekracza wartość 1 J. Częstość repetycji w tego typu układach jest ograniczona w głównej mierze przez efekty termiczne w kryształe laserowym, związane z pompowaniem kryształu przy pomocy intensywnych lamp błyskowych.

Cechą niepożądaną ośrodka wzmacniającego Nd:YAG jest jego stosunkowo szerokie pasmo wzmocnienia, które wynosi $\Delta \nu_{FWHM} \approx 150 \text{ GHz}^1$. Tak szerokie pasmo wzmocnienia, w połączeniu z typową długością rezonatora wynoszącą około L = 1 m (której odpowiada odległość między modami $\Delta \nu = 150 \text{ MHz}$) oznacza, że we wnęce może zostać wzbudzona jednocześnie znaczna liczba modów podłużnych. Praca wielomodowa, która stanowi podstawę działania oscylatora femtosekundowego, w nanosekundowym laserze Nd:YAG jest cechą niepożądaną, co wynika to z faktu, że poszczególne mody podłużne nie są ze sobą zsynchronizowane, tj. ich fazy przyjmują wartości losowe w każdym impulsie inne. Powoduje to że, zamiast gładkiej obwiedni impulsu wyjściowego, jest ona modulowana przez szybkie oscylacje związane ze zdudnianiem poszczególnych modów podłużnych lasera - Rysunek 5.1 a).



Rysunek 5.1: Reżimy pracy lasera Nd:YAG, a) praca w wielu niezsynchronizowanych modach podłużnych (praca wielomodowa), profil czasowy impuls wyjściowego jest silnie modulowany, b) praca jednomodowa SLM (ang. Single Longitudinal Mode) z zasiewaniem wnęki laserem jednomodowym, impuls wyjściowy ma gładką obwiednię.

Modulacja obwiedni impulsu, ze względu na losowe wartości fazy pomiędzy modami, zmienia się pomiędzy impulsami w sposób przypadkowy. Ze względu na niebezpieczeństwo wystąpienia wzrostu natężenia i związanego z tym zniszczenia elementów optycznych, należałoby znacznie obniżyć natężenie średnie wiązki, co niekorzystnie wpływa na wzmacnianie parametryczne. Dodatkowo ze względu na znaczną modulację obwiedni impulsu pompującego, różne składowe spektralne impulsu zasiewającego, byłyby wzmacniane z różnym współczynnikiem wzmocnienia, wpływając na kształt widma końcowego impulsów oraz obniżając kontrast skompresowanego impulsu [115].

Tego typu modulacji profilu czasowego można uniknąć, wymuszając pracę lasera Nd:YAG w pojedynczym modzie podłużnym. Pracę jednomodową można uzyskać przez np. filtrowanie spektralne modów wnęki (stosując filtry, etalony

¹Szerokość pasma wzmocnienie kryształu Nd:YAG, pozwala teoretycznie na wygenerowanie impulsów o czasie trwania około 4 ps przy wykorzystaniu techniki synchronizacji modów

czy siatki dyfrakcyjne) lub skracając długości wneki tak, aby tylko jeden mod podłużny znajdował się w paśmie wzmocnienia ośrodka. W przypadku lasera Nd:YAG o wysokiej energii impulsu, rozwiązanie ze skracaniem wneki jest niepraktyczne, gdyż wymagałoby użycja rezonatora o długości zaledwie kilku mm. Inna metoda wymuszania pracy jednomodowej opiera się na zasiewaniu wnęki rezonatora promieniowaniem jednomodowym o częstotliwości dopasowanej do długości wnęki. Źródłem promieniowania jednomodowego jest standardowo pierścieniowy laser pracy ciągłej z kryształem Nd:YAG, ustawionym w konfiguracji NPRO (ang. Non Planar Ring Oscillator), zapewniającej jednokierunkową prace lasera. Aby dopasować długość fali lasera zasiewajacego do jednego z modów podłużnych lasera impulsowego, długość jego wneki musi być stale kontrolowana. Obecność w laserze pojedynczego modu światła o makroskopowym nateżeniu przed przełaczeniem dobroci wneki oznacza, że ten mod wcześniej niż pozostałe osiągnie natężenie nasycenia, ekstrahując większość dostępnej energii ośrodka wzmacniajacego. Dzieki temu nateżenie w pozostałych modach podłużnych jest znacznie mniejsze niż w zasianym modzie, a tym samym profil czasowy impulsu wyjściowego pozbawiony jest modulacji typowych dla pracy wielomodowej -Rysunek 5.1 b).

Dodatkowo, aby możliwe było wzmacnianie impulsów femtosekundowych o centralnej długości fali $\lambda_0 = 800$ nm, foton wiązki pompującej musi mieć odpowiednio wyższą energię niż foton wiązki zasiewającej (1.7). W tym celu wiązka z lasera Nd:YAG (o długości fali 1064 nm) przechodziła przez układ podwajania częstości, wykorzystujący kryształ nieliniowy do generacji drugiej harmonicznej. Dzięki temu na wyjściu otrzymuje się wiązkę o długości fali dwukrotnie krótszej niż wiązka fundamentalna tj. $\lambda_p = 532$ nm.

Laserem pompującym użytym we wzmacniaczu parametryczny IR był laser impulsowy Nd:YAG (Continuum, model PowerLite 8010 [116]) o następujących parametrach: częstotliwość powtarzania: 10 Hz, energia impulsu w wiązce fundamentalnej $E_{fund} = 1.2$ J, druga harmoniczna generowana w krysztale KDP (dopasowanie fazowe typ II - *eoe*) o energii impulsu $E_p = 600$ mJ i stabilności energii wynoszącej 2% RMS. Pracę jednomodową uzyskano zasiewając wnękę laserem jednomodowym, wykorzystując aktywną kontrolę długości wnęki. Laser generował impulsy o gaussowskim profilu czasowym, o połówkowym czasie trwania wynoszącym $\tau_p = 7.5$ ns. Przestrzenny rozkład natężenia w wiązce lasera na aparaturze wyjściowej może być opisany dwuwymiarową funkcją super-Gaussa:

$$I(r) = I_0 e^{-2\left|\frac{r}{w_0}\right|^m}$$
(5.1)

gdzie *m* jest wykładnikiem super-Gaussa (dla wiązki gaussowskiej m = 2, gdy $m \to \infty$ wiązka przybiera rozkład cylindryczny "flat-top"). Zmierzone profile przestrzenne zarówno dla wiązki fundamentalnej, jak i o podwojonej częstości wraz z przekrojami oraz dopasowanymi funkcjami super-Gaussa (wykładnik m = 4) zostały przedstawione na Rysunku 5.2.

Cechą niepożądaną omawianego lasera pompującego jest zastosowanie, w celu zwiększenia ekstrakcji energii (poprzez zwiększenia rozmiaru modu przestrzennego wiązki w rezonatorze), niestabilnej konfiguracji rezonatora. W rezonatorze zastosowano konfigurację płasko - wypukłą (jedno lustro jest płaskie a drugie



Rysunek 5.2: Profil wiązki pompującej: a) dla wiązki fundamentalnej wraz z przekrojami poprzecznymi oraz dopasowanymi funkcjami super-Gaussa, b) profil wiązki drugiej harmonicznej, c) wiązka drugiej harmonicznej z dopasowaną przestrzenną funkcją super-Gaussa.

wypukłe - patrz Rysunek 5.3) co oznacza, że dla takiego rezonatora nie istnieje żaden stabilny rozkład pola elektrycznego. Dodatkowo, aby ujednolicić rozkład przestrzenny natężenia wiązki zastosowano lustro wyjściowe o gaussowskim profilu odbicia (lustro gaussowskie), którego transmisja jest zależna od odległości od osi rezonatora, zgodnie ze wzorem:

$$R = \alpha + \beta e^{\left(-r/r_0\right)^2} \tag{5.2}$$

Zastosowanie takiej konfiguracji rezonatora wiąże się z występowaniem efektów czasowo-przestrzennych impulsu laserowego. Na osi rezonatora, gdzie transmisja lustra wyjściowego jest najmniejsza, akcja laserowa rozwinie się najwcześniej. Jednocześnie wraz z wysycaniem energii z kryształu (blisko osi), dzięki niestabilnej konfiguracji, wiązka powiększa swoje rozmiary, ekstrahując kolejne porcje energii zmagazynowane dalej od osi rezonatora. Dzięki temu większość energii zdeponowanej w kryształe można zostać efektywnie wykorzystana. Ponieważ róż-



Rysunek 5.3: Schemat lasera impulsowego Nd:YAG z rezonatorem niestabilnym i gaussowskim lustrem wyjściowym, generującego impulsy o złożonej dynamice czasowo-przestrzennej, kolor pomarańczowy - przekrój poprzeczny przez taki impuls.

ne fragmenty wiązki wzmacniane są w różnych chwilach czasu, kształt impuls ewoluuje w czasie - Rysunek 5.3. Kształt takiego impulsu przypomina pocisk, dlatego w literaturze anglojęzycznej nosi nazwę bullet-shape (kształt pocisku). Na Rysunku 5.4 umieszczony został wynik zapożyczony z pracy [117], pokazujący zmierzoną ewolucję czasowo-przestrzenną takiego impulsu.



Rysunek 5.4: Ewolucja czasowo-przestrzenna impulsu z lasera Nd:YAG, zapożyczona z pracy [117], przedstawiająca ewolucję czasową dla dwóch różnych konfiguracji rezonatorów: a) rezonator stabilny - impuls gaussowski w czasie i przestrzeni, b) rezonator niestabilny - skomplikowana ewolucja czasowo-przestrzenna, impuls w kształcie pocisku.

Taką ewolucję czasowo-przestrzenną impulsu można łatwo przeoczyć, dysponując jedynie zwykłą kamerą do obrazowania przestrzennego rozkładu wiązki. Wynika to z faktu, że kamera rejestruje scałkowany po czasie trwania impulsu rozkład przestrzenny wiązki. Dla impulsu o kształcie pocisku (rezonator niestabilny) scałkowany rozkład opisywany jest funkcją super-Gaussa - Rysunek 5.2. W klasycznym wzmacniaczu laserowym efekt ewolucji czasowo-przestrzennej impulsu pompującego nie ma większego znaczenia gdyż jest on i tak całkowany w czasie przez aborcję w krysztale laserowym. W takim przypadku znaczenie ma jedynie odpowiednio gładki przestrzenny rozkład wiązki.

Inaczej jest w przypadku wzmacniania parametrycznego, gdzie przekaz energii zachodzi jedynie wtedy, gdy wiązka wzmacniana przekrywa się w czasie z wiązką wzmacniającą. Gdy czas trwania impulsu wzmacnianego jest krótszy od czasu trwania impulsu pompującego, wówczas jest on próbkowany w czasie przez impuls wzmacniany. W zależności od względnego opóźnienia pomiędzy impulsami, kształt wiązki pompującej ewoluuje - od kształtu gaussowskiego na początku impulsu - do obwarzanka na końcu impulsu, co przedrukowywane jest na rozkład przestrzenny wiązki wzmacnianej. Metodą pozwalającą na eliminację tego zjawiska jest budowa lasera ze stabilnym modem wnęki rezonatora, kosztem większego wzmocnienia w stopniu wzmacniacza mocy dla uzyskania takiej samej energii impulsu pompującego. Niestety, w posiadanym laserze pompującym zastosowany został rezonator niestabilny i należało pogodzić się z obecnością ewolucji czasowoprzestrzennej impulsu pompującego.

Scałkowany rozkład przestrzenny wiązki pompującej na aperturze wyjściowej lasera ma gładki przebieg, bez widocznych szpilek (ang. hot-spot). Ze względu na znaczne natężenie wiązki oraz zaburzenia frontu falowego wiązki, wolna propagacja wiązki w powietrzu obok zwykłej rozbieżności dyfrakcyjnej, powoduje również powstawanie szpilek w przestrzennym rozkładzie natężenia. Tego typu niejednorodności skutkują wysokim lokalnym natężeniem, narażając elementy optyczne na uszkodzenie. Aby uniknąć degradacji rozkładu natężenia, wiązka w układzie prowadzona była z wykorzystaniem teleskopów przekazujących (ang. relay-imaging telescope). Dzięki temu możliwe jest przeniesienie rozkładu przestrzennego wiązki oraz odtworzenie kształtu frontu falowego. Dodatkowo odpowiednio dobierając ogniskowe soczewek, możliwa jest także zmiana średnicy wiązki, co pozwala uzyskać zadane natężenie.

W teleskopie przekazującym, w przeciwieństwie do zwykłego, obok jego powiększenia f_1/f_2 oraz długości całkowitej $(f_1 + f_2)$, istotnymi parametrami są także: odległość apertury wyjściowej lasera od teleskopu oraz odległość obrazu od teleskopu. Ogranicza to maksymalną odległość apertury lasera od miejsca obrazowania, przy zadanej długości całkowitej teleskopu. Dodatkowo, ze względu na fakt, że w teleskopie obrazującym obydwie soczewki są skupiające, powstaje pomiędzy nimi przewężenie wiązki pompującej. Rozmiar ogniska pomiędzy soczewkami można, w przybliżeniu wiązek gaussowskich, obliczyć ze wzoru:

$$w' = \frac{f\lambda}{\pi w_0} \tag{5.3}$$

co, przy rozmiarze wiązki wejściowej $w_0 = 4.5$ mm oraz ogniskowej soczewki f = 800 mm, daje przewężenie o rozmiarze $w' = 30 \ \mu$ m. Przy podanych wcześniej parametrach energii oraz czasu trwania impulsu, można obliczyć natężenie szczytowe impulsu w przewężeniu: $I_{max} = 5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Wartość natężenia wiązki jest porównywalna z progiem jonizacji powietrza, który dla ciśnienia atmosferycznego wynosi $I_{jon} = 3.5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ [118,119]. Gdy natężenie wiązki przekroczy próg jonizacji, w jej ognisku powstaje plazma, która nie tylko obniża całkowitą transmisję teleskopu, ale także niebezpiecznie deformuje rozkład

przestrzenny wiązki. Aby uniknąć tworzenia się plazmy w ognisku teleskopu, pomiędzy jego soczewki wstawiony został cylinder próżniowy zamknięty kwarcowymi okienkami o niskim współczynniku odbicia. Już niewielka próżnia, rzędu 100 Torów, pozwala podnieść natężenie przebicia prawie 10 krotnie, eliminując tym samym niebezpieczeństwo powstawania plazmy.

5.2 Układ do rozciągania i kompresji impulsów

W klasycznym wzmacniaczu laserowym impuls pompujący przychodzi przed impulsem wzmacnianym, tworząc w ośrodku inwersję obsadzeń. Część zdeponowanej w krysztale laserowym energii jest wynoszona w postaci impulsu wzmocnionego. We wzmacniaczu parametrycznym energia nie jest absorbowana w krysztale (brak kumulacji) a jej przekaz zachodzi jedynie wtedy, gdy obydwa impulsy się przekrywają. Aby uzyskać wysoką sprawność transferu energii z wiązki pompującej do wiązki sygnałowej, czas trwania obydwu impulsów powinien być porównywalny. W przypadku lasera pompującego, którego połówkowy czas trwania impulsu wynosi $\Delta \tau_{FWHM} = 7.5$ ns, oznacza to, że czas trwania impulsu wzmacnianego powinien być rzędu nanosekund - Rysunek 5.5 a). Część energii impulsu



Rysunek 5.5: a) Przekrywanie czasowe impulsu pompującego (kolor zielony) z impulsem wzmacnianym (kolor czerwony), kolorem szarym zaznaczony jest obszarem efektywnego wykorzystanie energii impulsu pompującego; b) wykres funkcji $\eta(\tau)$, mówiącej o tym, jaka część energii impulsu pompującego jest zawartej w oknie czasowym o szerokości τ .

pompującego, którą można efektywnie wykorzystać w procesie parametrycznym, zależy od całki przekrywania czasowego obydwu impulsów, którą można z kolei wyrazić następującym wzorem (przy założeniu płaskiego profilu czasowego impulsu zasiewającego):

$$\eta(\tau) = \frac{\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{-(2\sqrt{\ln(2)}t/\Delta\tau_{FWHM})^2} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-(2\sqrt{\ln(2)}t/\Delta\tau_{FWHM})^2} dt}$$
(5.4)

Wykres zależności $\eta(\tau)$ w funkcji szerokości okna czasowego τ został przedstawiony na Rysunku 5.5 b). Z wykresu można odczytać, że im dłuższy jest impuls zasiewający (bardziej rozciągnięty), tym wieksza część energii impulsu pompujacego można wykorzystać w procesie wzmacniania parametrycznego. W szerokim zakresie parametru $\tau < 5$ ns zależność ta jest prawie liniowa, a sprawności na poziomie 10% odpowiada rozciągnięciu czasowemu impulsu zasiewającego do czasu $\tau = 0.8$ ns (przy założeniu płaskiego profilu czasowego). Odpowiada to rozciągnięciu czasowemu impulsu zasiewającego o czynnik 10⁵ (zakładając czas trwania impuls zasiewający 10 fs). Tak wysokie rozciągnięcie czasowe możliwe jest jedvnie w dwóch typach streczerów: siatkowym lub światłowodowym. Jednakże streczer światłowodowy jest niepraktyczny z dwóch powodów: intensywny impuls femtosekundowy, propagując sie w rdzeniu światłowodu na znacznej odległości, doznaje znacznych efektów nieliniowych (duża całka B), modyfikujac tym samym widmo i fazę spektralną impulsu. Ponadto dyspersja materiałowa szkła, nie odpowiada dokładnie dyspersji kompresora siatkowego, tj. stosunek wielkości fazy kwadratowej do fazy trzeciego rzędu są dla obydwu urządzeń różne. Oznacza to, że tak rozciagnietych impulsów nie można ponownie skompresować do impulsu fourierowsko ograniczonego przy użyciu standardowego kompresora siatkowego. Co prawda istnieja doniesienia o układach do kompresji takich impulsów [120,121] (wykorzystujących połączenie siatki dyfrakcyjnej z pryzmatem - ang. grims), jednakże ze względu na ich niska wydajność oraz wysoki stopień komplikacji, zdecydowano się na wariant streczera siatkowego.

W układzie streczera, dzięki wykorzystaniu elementu dyspersyjnego jakim są siatki dyfrakcyjne, różne długości fal mogą propagować się różnymi drogami. Przy odpowiednio zaprojektowanym układzie różnice dróg optycznych dla różnych długości fal mogą być znaczne, powodując rozciągnięcie impulsu zasiewającego w czasie. Schemat ideowy streczera siatkowego przedstawiony został na Rysunku 5.6.

Dzieki temu, że obydwie siatki dyfrakcyjne przesunięte są od ognisk soczewek o odległość q, zwana parametrem rozciagniecia oraz ustawieniu soczewek, tworzacym teleskop o powiększeniu -1 (soczewki ustawione są w odległości 2f), uzyskuje się układ, w którym długość drogi optycznej zależy od długości fali. Wielkość rozciągniecia czasowego, można zmieniać odpowiednio dobierając wielkość parametru q. W przypadku gdy q = 0, układ jest bezdyspersyjny (wszystkie długości fal przebywają taką samą odległość), a czas trwania impulsu po przejściu przez taki streczer pozostaje niezmieniony. Dla dodatnich wielkości parametru q (siatki są bliżej siebie) układ wprowadza dodatnią dyspersję GVD > 0, tj. czerwone długości fal przebywają krótszą drogę - wychodzą wcześniej - niż fale niebieskie. Analogiczną dyspersję nabywają impulsy podczas propagacji w ośrodkach materialnych, np. w powietrzu bądź szkle. Natomiast dla q < 0 układ wprowadza ujemną dyspersję GVD < 0 co oznacza, że jest w stanie kompensować dyspersję materiałową. Układ z ujemną dyspersją można zrealizować także bez użycia teleskopu odwracającego, wykorzystując jedynie dwie siatki oraz płaskie lustra. Tego typu układ nosi nazwę kompresora [93] a jego schemat przedstawiony został na Rysunku 5.7.

W przypadku, gdy kąty padania na siatki oraz ich gęstości są sobie równe oraz,



Rysunek 5.6: Schemat działania streczera siatkowego, służącego do rozciągania impulsów femtosekundowych w czasie; f - ogniskowa soczewek, g - parametr rozciągnięcia.



Rysunek 5.7: Schemat działania kompresora siatkowego, używanego do kompresji femtosekundowych impulsów światła.

gdy parametr g kompresora jest dwukrotnie większy niż streczera, opóźnienia dla obydwu układów są takie same, lecz mają przeciwne znaki (przy założeniu braku aberracji teleskopu). Dla takiej konfiguracji układ streczer-kompresor jako całość nie wprowadza żadnej dodatkowej dyspersji.

Dla streczera siatkowego można wyprowadzić analityczne równanie, opisujące wprowadzane opóźnienie w funkcji długości fali (przy założeniu teleskopu bezaberracyjnego) [93]:

$$\tau(\lambda) = -4b_{\lambda} \frac{[1 + \cos\theta_{\lambda}]}{c}$$
(5.5)

gdzie wielkość b zdefiniowana jest jako:

$$b_{\lambda} = g \frac{\cos(\gamma - \theta_0)}{\cos(\gamma - \theta_{\lambda})} \tag{5.6}$$

a wielkości γ , θ_0 oraz θ_{λ} oznaczają odpowiednio: kąt padania na siatkę, kąt ugięcia centralnej długości fali oraz kąt ugięcia dla fali o długości λ . Kąt ugięcia θ_0 oraz θ_{λ} wyliczyć można wprost z równania siatki dyfrakcyjnej:

$$\sin(\gamma) + \sin(\gamma - \theta_{\lambda}) = \frac{m\lambda}{d}$$
(5.7)

gdzie m - jest rzędem ugięcia siatki a d - odległością pomiędzy rysami. Alogiczny wzór wyprowadzić można także dla kompresora siatkowego:

$$\tau(\lambda) = 2b_{\lambda} \frac{[1 + \cos\theta_{\lambda}]}{c}$$
(5.8)

Widać, że równość opóźnień dla streczera i kompresora zachodzi wtedy, gdy odległość g w kompresorze jest dwukrotnie większa niż odległość g streczera.

Ze względów praktycznych, w układzie streczera, zamiast dwóch soczewek wykorzystuje się pojedyncze lustro wklęsłe oraz jedno lustro płaskie zawracające. Dzięki temu układ staje się mniejszy i prostszy, gdyż wykorzystuje tylko jedną siatkę dyfrakcyjną. Konfiguracja streczera tego typu nosi nazwę konfiguracji Martineza [122] i przedstawiona została schematycznie na Rysunku 5.8.



Rysunek 5.8: Schemat streczera w konfiguracji Martineza z lustrem sferycznym wklęsłym oraz płaskim lustrem zawracającym.

Dla $g \neq 0$ pojawiają się aberracje - przede wszystkim sferyczna. Zatem wzór (5.5) (wyprowadzany przy założeniu braku aberracji) opisuje w sposób jedynie przybliżony opóźnienia wprowadzane przez streczer. W praktyce oznacza to, że dyspersje streczera i kompresora nie są idealnie równe a impuls po przejściu przez cały układ będzie posiadał dodatkową nieskompensowaną fazę (faza resztkowa, głównie czwartego rzędu), wynikającą z aberracji streczera. Częściowo pozbawiony tej wady jest streczer, wykorzystujący zamiast prostego teleskopu obracającego - bezaberracyjny teleskop w konfiguracji trypletu Öffnera [123]. Dzięki takiemu teleskopowi przy konfiguracji z dwoma siatkami dyfrakcyjnymi, streczer pozbawiony jest aberracji sferycznej. Jednakże konfiguracja z dwoma siatkami dyfrakcyjnymi jest mało praktyczna ze względu na trudności w precyzyjnym ustawieniu obydwu siatek streczera. Kosztem niewielkiej aberracji sferycznej (znacznie mniejszej niż w przypadku streczera w konfiguracji Martineza), możliwe jest użycie pojedynczej siatki dyfrakcyjnej, ustawionej zgodnie ze schematem przedstawionym na Rysunku 5.9.



Rysunek 5.9: Schemat streczera Öffnera z pojedynczą siatką dyfrakcyjną.

Aby ilościowo porównać fazy wprowadzane przez różne konfiguracje układu streczer-kompresor (tj. w przypadkach streczera: idealnego, Martineza i Öffnera), został napisany program do numerycznego wyliczania fazy [124,125] bazującego na geometrycznej analizie biegu promieni. Na Rysunku 5.10 przedstawiono porównanie wszystkich trzech układów pod względem a) opóźnienia grupowego, b) opóźnienia resztkowego, c) fazy resztkowej, d) czirpu kątowego wiązki na wyjściu układu streczera.

Porównanie układów streczer-kompresor zostało wykonane dla docelowej konfiguracji parametrów: gęstość siatek 1500 rys/mm, kąt padania na siatki: $\gamma = 27.5^{\circ}$, centralna długość fali $\lambda_0 = 820$ nm, promień lustra wklęsłego R = 1219.2 mm, parametr rozciągnięcia g = 155 mm. Przy tak dobranych parametrach, różnica dróg optycznych dla skrajnych długości fal z zakresu: 760 – 880 nm wynosi 33 cm, co odpowiada rozsunięciu czasowemu skrajnych składowych spektralnych o $\tau = 1.1$ ns.

Na Rysunku 5.11 a) została wyrysowana funkcja transferu $\tau(\lambda)$ dla docelowej konfiguracji układu streczera wraz z nałożonym kształtem widma impulsów zasiewających. W części b) tego samego rysunku został wyrysowany profil czasowy



Rysunek 5.10: Właściwości układu streczer-kompresor, dla trzech różnych streczerów: idealnego (bezaberracyjnego), Martineza oraz Öffnera z pojedynczą siatką. Wykres a) opóźnienia grupowe, b) opóźnienia resztkowe po kompresorze, c) faza resztkowa, d) czirp kątowy wiązki wyjściowej na wyjściu streczera.



Rysunek 5.11: Rozciągnięcie czasowe impulsu zasiewającego a) funkcja transferu streczera $\tau(\lambda)$ wraz z kształtem widma impulsu zasiewającego, b) profil czasowy impulsu zasiewającego po rozciągnięciu.

rozciągniętego impulsu zasiewającego, wyliczony z funkcji transferu oraz zmierzonego widma impulsów. Widać, że rzeczywiście skrajne składowe widma rozsunięte są od siebie o $\tau=1.1$ ns. Ponadto ze względu na znaczny czirp impulsu, jego profil czasowy odpowiada kształtowi widma impulsów zasiewających.

Głównym celem optymalizacji układu streczer-kompresor było uzyskanie możliwie dużego rozciągnięcia czasowego impulsów zasiewających tak aby zapewnić wysoką sprawność wzmacniacza. Czynnikami ograniczającymi rozciągnięcie czasowe są: średnica lustra wklęsłego oraz wielkość siatki dyfrakcyjnej. Rozmiary obydwu elementów zostały wyznaczone przy pomocy specjalnie napisanego programu (w środowisku Autodesk Inventor), wykorzystującego technikę śledzenia promieni (ang. ray-tracing). Rysunek przedstawiający bieg promieni dla docelowej konfiguracji układu streczer-kompresor wraz z rozmiarami poszczególnych elementów układu, przedstawiony został w Dodatku C.5. Z analizy wykresów 5.10 wynika, że streczer w konfiguracji Öffnera jest znacznie lepszy niż konfiguracja Martineza, zarówno pod względem fazy resztkowej (nieskompensowanej), jak i czirpu kątowego wiązki wyjściowej.

Z powodu znacznego opóźnienia w dostawie kompletów optycznych do budowy takiego streczera (sferycznego lustra wklęsłego i wypukłego), została wybrana prostsza konfiguracja streczera w układzie Martineza, do którego lustro sferyczne było łatwo dostępne. Ze względu na znaczą aberrację sferyczną takiego układu, resztkowa faza (głównie czwartego rzędu) uniemożliwia poprawną kompresję impulsów, przy pomocy kompresora siatkowego. Czas trwania impulsu wejściowego (przy założeniu płaskiego widma) o szerokości spektralnej 120 nm wynosi 17 fs a po przejściu przez taki układ streczera-kompresora wzrasta do ponad 700 fs. Tak długi czas skompresowanych impulsów (w stosunku do czasu trwania impulsu fourierowsko ograniczonego) obniża moc szczytową całego układu wzmacniacza w stopniu nieakceptowalnym. Metodą pozwalającą na skompensowanie fazy wprowadzanej przez silnie aberracyjny układ streczer-kompresor jest zastosowanie dodatkowego układu, służącego do kształtowania impulsów, który omówiony zostanie w następnym podrozdziale.

5.3 Układ kształtowania impulsów

Aberracja układu streczer-kompresor nie jest jedynym źródłem dodatkowej fazy spektralnej, którą nabywają impulsy podczas propagacji przez układ wzmacniacza. Dodatkowymi źródłami fazy resztkowej są między innymi: niedokładności ustawienia układu rozciągania kompresji impulsów, dyspersja pokryć dielektrycznych, dyspersja materiałowa oraz niedokładności wykonania elementów streczera i kompresora (np. krzywizn luster bądź siatek dyfrakcyjnych) w miejscach, gdzie widmo impulsów jest przestrzennie rozdzielone.

Aby skorygować sumaryczną fazę, układ wzmacniacza został wyposażony w dodatkowy układ do kształtowania impulsów, pozwalający na kontrolowanie fazy spektralnej impulsów femtosekundowych. Istnieje wiele technik pozwalających na kształtowanie impulsów, między innymi: układy typu 4f, wykorzystujące modulatory ciekłokrystaliczne [126], stałe maski amplitudowe bądź fazowe [127], modulatory akustooptyczne z programowalną dźwiękową falą biegnącą [128], deformowalne lustra sterowane siłą elektrostatyczną [129] czy wreszcie zaproponowane przez autora rozwiązanie wykorzystujące bimorficzne lustro piezoelektryczne [130].

Ze względu na to, że faza korygująca układ wzmacniacza nie jest znana *a priori*, istnieje konieczność dynamicznej zmiany parametrów podawanej fazy. Dodatkowo, ze względu na znaczną szerokość widma wymagana jest wysoka precyzja oraz powtarzalność podawanej fazy. Z tych powodów, jako układ kształtowania impulsów został wybrany schemat kształtowania 4f z ciekłokrystalicznym modulatorem przestrzennym. Tego typu układ pozwala nie tylko kształtować fazę spektralną impulsów, ale także dowolnie kształtować ich amplitudę [131]. Jego schemat przedstawiony został na Rysunku 5.12, który dodatkowo wyjaśnia objaśnia etymologię nazwy układu 4f, związaną z tym, że jego całkowita długość równa jest czterokrotnej długości ogniskowej soczewek (bądź luster). Modula-



Rysunek 5.12: Układ do kształtowania impulsów; LC-SLM - modulator ciekłokrystaliczny, Gr1,Gr2 - siatki dyfrakcyjne, L1,L2 - soczewki.

tor ciekłokrystaliczny (LC-SLM - ang. Liquid Crystal Spatial Light Modulator) ustawiony jest w odległości 2*f* od obu siatek dyfrakcyjnych, w miejscu zwanym płaszczyzną fourierowską. W tym miejscu następuje przestrzenne rozdzielenie składowych spektralnych impulsów, dzięki czemu wstawiony tu modulator jest w stanie bardzo selektywnie zmieniać zarówno fazę. jak i amplitudę poszczególnych długości fal.

Układ ten można znacząco uprościć poprzez wstawienie dodatkowego płaskiego lustra zawracającego tuż za modulatorem ciekłokrystalicznym. Dzięki temu układ sprowadza się do pojedynczej siatki i soczewki (bądź lustra), co znacznie ułatwia jego justowanie, przy niewiele mniejszej całkowitej transmisji przez układ. Dzięki zmniejszeniu całkowitej długości o połowę (poprzez odbicie), nosi on nazwę układu 2f.

Jako modulator ciekłokrystaliczny został wykorzystany modulator LC-SLM 640d marki Jenoptik [132], składający się z 640 pikseli (każdy o szerokości 100 μ m) i dwóch masek, służących do niezależnej kontroli fazy i amplitudy spektralnej. W układzie wykorzystano siatkę dyfrakcyjną o gęstości 1200 rys/mm oraz lustro sferyczne o ogniskowej f = 350 mm i średnicy 50 mm, co oznacza, że efektywnie wykorzystanych zostało 500 pikseli modulatora. Całkowita transmisja przez układ kształtowania wynosiła nieco ponad 30%, przy czym na jej wartość składają się:

• wydajność siatki dyfrakcyjnej, wynosząca około 80%,

- jedynie użyteczny zakres widma wzmacniacza (tj. zakres 760 880 nm) jest transmitowany przez układ a pozostałe składowe spektralne leżą poza aperturą układu (nie są przepuszczane),
- podwójne przejście przez modulator ciekłokrystaliczny, wynikające ze skróconej konfiguracji układu 2f.

Wykres przedstawiający rozłożenie składowych spektralnych impulsów na poszczególnych pikselach został przedstawiony na Rysunku 5.13. Z wykresu można



Rysunek 5.13: Zależność numeru piksela od długości fali w układzie kształtowania impulsów. Obszar zakreskowany odpowiada zakresowi pracy wzmacniacza parametrycznego.

odczytać, że rozkład widma na poszczególnych pikselach jest prawie liniowy a rozdzielczość układu wynosi 0.22 nm/pix. Górne ograniczenie szybkości zmian fazy, jaką układ może skompensować, wynika z limitu Nyquista [133], który mówi, że różnica faz pomiędzy kolejnymi pikselami na modulatorze nie może być większa niż π . Limit Nyquista odniesiony do fazy resztkowej układu streczer-kompresor (Rysunek 5.10) mówi że jedynie widmo z zakresu 765 – 875 nm może być w pełni skompresowane. Oznacza to dodatkowe zawężenie obszaru widmowego o 10 nm. Dla fal poza tym zakresem zmiana fazy na kolejnych pikselach jest większa niż π , uniemożliwiając tym samym ich efektywne wykorzystanie.

5.4 Interferencja spektralna - ustawianie fazy

Decydujący wpływ na szczytową moc impulsów wzmocnionych ma ich czas trwania, który jest związany z szerokością widma i fazą spektralną. Poprawne skompensowanie wszystkich przyczynków do fazy spektralnej impulsów (m.in. aberracje streczera, dyspersja materiałowa, niedokładności luster etc.) ma kluczowe znaczenie dla wyników całego procesu wzmacniania. Elementem o najniższej tolerancji niedokładności ustawienia jest układ streczer-kompresor. Znaczna szerokość widma oraz bardzo wysoki współczynnik rozciagniecja czasowego oznacza, że już niewielkie błędy ustawienia katów badź odległości powodują znaczne wydłużenie impulsów wyjściowych. Dla przykładu, w przypadku gdy błąd ustawienia odległości siatek w kompresorze wyniesie zaledwie $\Delta L = 30 \ \mu m$ lub niedokładność ustawieniu kątów siatek będzie większa niż $\Delta \gamma = 0.0015^{\circ}$ skompresowany impuls będzie dwukrotnie dłuższy niż impuls fourierowsko ograniczony. Wymagana dokładność geometrycznego ustawienia elementów w obydwu układach jest poza precyzja ogólnie dostępnych przyrzadów pomiarowych. Metoda pozwalająca na uzyskanie tak wysokiej precyzji ustawienia polega na pomiarze fazy spektralnej, wprowadzanej przez układ streczer-kompresor, a następnie iteracyjnym poprawianiu ustawienia jednego z układów tak, aby ich dyspersje były możliwie podobne. Faze spektralna odzyskać można wykorzystujac jedna z technik charakteryzacji impulsów femtosekundowych, np. FROG [134] badź SPI-DER [135,136]. Jednakże w sytuacji, gdy w układzie obecna jest znaczna faza czwartego rzędu (co odpowiada szybkiej zmianie fazy), poprawny pomiar oraz interpretacja wyników stają się bardzo kłopotliwe.

Inna metoda, pozwalająca na odzyskanie fazy wprowadzanej przez układ streczer-kompresor, opiera się na interferencji spektralnej impulsów femtosekundowych SPI (ang. Spectral Phase Interference) [137–139]. Metoda ta, choć nie daje informacji o bezwzględnej fazie impulsów, pozwala w łatwy sposób odzy-skać fazę różnicową, pomiędzy dwoma kopiami impulsów.

W tej metodzie impuls wejściowy przy pomocy płytki światłodzielącej dzielony jest na dwie kopie, przy czym jedna kopia przechodzi przez układ o nieznanej dyspersji, a druga - przechodzi przez ramię referencyjne o znanej dyspersji. Następnie obydwa impulsy ponownie interferują ze sobą na płytce światłodzielącej a łączne widmo obydwu impulsów mierzone jest przy pomocy spektrometru. Schemat pomiaru fazy z wykorzystaniem techniki SPI został przedstawiony na Rysunku 5.14.



Rysunek 5.14: Interferencja spektralna - schemat układu do pomiaru względnej fazy impulsów femtosekundowych.

Aby matematycznie opisać działanie techniki SPI, należy zacząć od wypisania

wyrażenia na amplitudę spektralną impulsów w jednym z ramion interferometru:

$$E_1(\omega) = |E_1(\omega)| e^{\phi_{1_in}(\omega) + \phi_1(\omega) + \phi_{1_out}(\omega)}$$
(5.9)

przy czym ϕ_{1_in} oraz ϕ_{1_out} oznaczają odpowiednio fazę impulsów nabytą przed wejściem do układ pomiarowego - przed pierwszą płytką światłodzielącą - oraz fazę nabytą po jego opuszczeniu - po drugiej płycej światłodzielącej. Faza spektralna wprowadzana przez badany układ została oznaczona jako ϕ_1 . W analogiczny sposób można zapisać pole elektryczne impulsu w drugim ramieniu interferometru:

$$E_{2}(\omega) = |E_{2}(\omega)|e^{\phi_{2_in}(\omega) + \phi_{2}(\omega) + \phi_{2_out}(\omega)}$$
(5.10)

Ze względu na to wspólną drogę propagacji obydwu wiązek, zarówno przed interferometrem jak i po jego opuszczeniu: $\phi_{1_in} = \phi_{2_in}$ oraz $\phi_{1_out} = \phi_{2_out}$. Na wyjściu układu ustawiony jest spektrometr, który mierzy kwadrat modułu pola elektrycznego, będącego sumą pól obydwu impulsów. Natężenie w funkcji częstości (rejestrowane przez spektrometr) przyjmuje następującą postać:

$$I_{SPI}(\omega) = |E_1(\omega) + E_2(\omega)|^2 = (E_1(\omega) + E_2(\omega)) (E_1(\omega) + E_2(\omega))^*$$
(5.11)

Wyrażenie to, po prostych przekształceniach algebraicznych, można zapisać w postaci:

$$I_{SPI}(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + 2|E_1(\omega)E_2(\omega)|\cos\Delta\phi(\omega)$$
(5.12)

gdzie $\Delta\phi(\omega) = \phi_1(\omega) - \phi_2(\omega)$ jest różnicą faz w obydwu ramionach. Zazwyczaj impuls w ramieniu referencyjnym propaguje się w powietrzu, którego dyspersje można zaniedbać $\phi_2(\omega) = \text{const.}$ Aby modulacja widma, wynikająca z członu $\cos \Delta\phi$, była łatwa do wyodrębnienia, jedno z ramion celowo zostaje wydłużone, co oznacza, że pole elektryczne dla tego ramienia doznaje dodatkowej liniowej fazy (zależnej od opóźnienia). W takim przypadku widmo mierzone przez spektrometr ma następującą postać:

$$I_{SPI}(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + 2|E_1(\omega)E_2(\omega)|\cos(\Delta\phi(\omega) - \omega\tau)$$
(5.13)

Jeżeli dodatkowo natężenia w obydwu ramionach są równe oraz badany układ nie wpływa na amplitudę spektralną a jedynie na fazę, wyrażenie (5.13) można dodatkowo uprościć:

$$I_{SPI}(\omega) = I_0 \left[1 + \cos(\Delta \phi(\omega) - \omega \tau) \right]$$
(5.14)

Ze wzoru (5.14) wynika, że częstość modulacji widma zależy w sposób liniowy od względnego opóźnienia pomiędzy impulsami (od wielkości fazy liniowej) a zaburzenia częstości modulacji wprowadzane są przez człon $\Delta\phi(\omega)$, tj. fazę badanego układu. Mierząc częstotliwość modulacji prążków w funkcji długości fali lub posługując się transformatą Fouriera z odpowiednim filtrowaniem częstości [139], można w sposób jednoznaczny odzyskać fazę wprowadzaną przez układ $\phi_1(\omega)$ (z dokładnością do fazy liniowej, nie wpływającej na czas trwania impulsu). Warto podkreślić, że warunek na równe natężenia w obydwu wiązkach nie musi być

spełniony, ponieważ nierówne amplitudy nie zmieniają fazy funkcji cos w równaniu (5.14) a wpływają jedynie na kontrast prążków. Dodatkowo transmisja układu także nie musi być achromatyczna. Można ją wyznaczyć, mierząc niezależnie widma w obydwu ramionach spektrometru. Atutami opisywanej metody są jednoznaczny, nieiteracyjny algorytm odzyskiwania fazy oraz fakt, że jest to technika liniowa (w przeciwieństwie do technik pełnej charakteryzacji impulsów wymagających procesów nieliniowych), dzięki czemu odznacza się bardzo wysoką czułością.

Analogicznie do przypadku układu kształtowania impulsów, limit ograniczający zakres (szybkość zmian) odzyskiwanej fazy wyznaczony jest przez zdolność rozdzielczą spektrometru. W przypadku, gdy na sąsiednich pikselach spektrometru występują po sobie kolejno maksima i minima funkcji kosinus (co odpowiada różnicy faz o π), odpowiada to to maksymalnej szybkości zmian fazy, możliwej do odzyskania wynikającej z limitu Nyquista [140].

W pierwszym etapie optymalizacji fazy spektralnej dokonano wyznaczenia fazy wprowadzanej przez podukład wzmacniacza, tj. zestaw streczer-kompresor. W tym celu impulsy zasiewające zostały podzielone na płytce światłodzielącej tak, że jedna część przechodziła przez streczer i kompresor, a druga propagowała się w ramieniu referencyjnym. Ze względu na znaczną całkowita drogę, jaką impulsy pokonują przechodząc przez układ do rozciągania i kompresji (łącznie około 12 m), ramię referencyjne powinno mieć taką samą długość. Jednakże wykorzystany został fakt, że warunkiem koniecznym, do obserwacji interferencji spektralnej jest wymóg spójności pomiędzy impulsami. W przypadku oscylatora femtosekundowego kolejne impulsy są swoimi własnymi kopiami, różniącymi się jedynie fazą bezwzględną (ang. FCO - Frequency Carrier Offset). Dzięki temu długość linii referencyjnej mogła zostać skrócona tak, aby różnica dróg optycznych interferometru była wielokrotnością długości wnęki oscylatora. Następnie impulsy były łączone przy pomocy płytki światłodzielącej, a widmo łączne mierzone było przy pomocy spektrometru OceanOptics USB 2000.

Analizując zmierzony interferogram oraz odzyskaną z niego fazę spektralną, można w szybki oraz jednoznaczny sposób zoptymalizować ustawienie układu streczer-kompresor tak, aby nie wprowadzał on dodatkowej fazy kwadratowej (odpowiednio dobrana odległość między siatkami) oraz fazy trzeciego rzędu (takie same kąty padania na siatkę w streczerze i kompresorze). Dzięki szerokiemu widmu impulsów zasiewających, uzyskuje się wysoką czułość odzyskiwanej fazy, co pozwala na ustawienie odległości siatek w kompresorze z precyzją większą niż 10 μ m. Wyniki justowania układu, wraz z resztową fazą czwartego rzędu (wynikającą z aberracji sferycznej streczera w układzie Martineza), przedstawiono na Rysunku 5.15.

Ze względu na dużą fazę resztkową, modulacja interferogramu po stronie długofalowej widma jest zbyt gęsta (limit Nyquista), umożliwiając odzyskanie fazy jedynie w 70% zakresu użytecznego widma - linia zielona. Do tak odzyskanej fazy, została dopasowana funkcja czwartego stopnia (odpowiadająca aberracji sferycznej streczera), co pozwoliło na jej ekstrapolację na pełny zakres widma - linia czerwona. Porównanie fazy odzyskanej z fazą ekstrapolowaną oraz fazą resztkową wyliczoną dla streczera w konfiguracji Martineza, zostało przedstawione na



Rysunek 5.15: Zmierzone widmo interferencji spektralnej (linia czarna) dla układu streczer-kompresor. Linią zieloną oznaczona została odzyskana faza spektralna, a liną czerwoną - faza ekstrapolowana, dopasowana do fazy zmierzonej.

Rysunku 5.16. Uzyskano wysoką zgodność pomiędzy odzyskaną a wyliczoną fazą, co potwierdza fakt poprawnego wyjustowania układu oraz dobrej jakości wykonania elementów optycznych tj. lustra sferycznego oraz siatek dyfrakcyjnych.

Drugi etap procedury optymalizacyjnej polegał na korekcji fazy wprowadzanej przez cały układ wzmacniacza, tj. wszystkie jego elementy optyczne, łącznie z układem do kształtowania impulsów, kryształami nieliniowymi oraz układem streczer-kompresor. W tym celu, analogicznie do pierwszego etapu, wiazka z oscylatora podzielona została na dwie części - biegnącą przez cały układ wzmacniacza oraz wiązkę referencyjną. Faza resztkowa układu streczer-kompresor, odzyskana w poprzednim etapie, została podana na układ do kształtowania impulsów z przeciwnym znakiem, jako zgrubna korekta fazy resztkowej. Następnie faza kwadratowa oraz trzeciego rzędu, wynikająca z dyspersji materiałowej oraz wprowadzana przez sam układ do kształtowania impulsów, została skorygowana przy pomocy kompresora (odległościa oraz katem padania na siatkę), dzieki informacji uzyskanej ze zmierzonych interferogramów. Dzięki temu możliwe było odzyskanie fazy korekcyjnej wyższych rzędów, kompensującej całość układu w pełnym zakresie widma. Tak wyznaczona faza korekcyjna została podana na układ kształtowania impulsów (łacznie z poprzednio wyznaczona fazą korekcyjna). Dzieki temu układ wzmacniacza jako całość nie wprowadzał żadnej dodatkowej fazy - układ bezdyspersyjny. Oznacza to, że impuls fourierowsko ograniczony po przejściu przez taki układ, powinien na wyjściu mieć taki sam czas trwania, jak impuls wejściowy. Przy założeniu, że impulsy wychodzace z oscylatora mają jedynie niewielka fazę kwadratową oraz trzeciego rzędu, jej wyznaczenie można powierzyć meto-



Rysunek 5.16: Porównanie fazy resztkowej dla układu streczer-kompresor; linia czarna - faza odzyskana z widma interferencji spektralnej, linia czerwona - faza ekstrapolowana na całą szerokość widma, linia niebieska - wyliczona faza reszt-kowa.

dom bezwzględnej charakteryzacji fazy np. FROG czy SPIDER bądź zaprząc algorytm genetyczny do jej optymalizacji [141]. Zmierzona faza, wprowadzana przez cały układ (po podaniu fazy korekcyjnej na układ do kształtowania impulsów) została przedstawiona na Rysunku 5.17. Z wykresu można odczytać, że



Rysunek 5.17: a) Faza korekcyjna całego układu, podawana na układ do kształtowania impulsów - linia czerwona, wraz z odpowiadającą jej fazą resztkową układu - linia czarna oraz ta sama faza pomnożona o czynnik 10 dla lepszej wizualizacji dokładności kompensacji układu - linia niebieska, b) - mierzone interferogramy, przed i po podaniu fazy korekcyjnej.

faza wprowadzana przez cały układ wzmacniacza (po dodaniu fazy korekcyjnej) mieści się w zakresie ± 0.5 rad, co nie powinno w istotny sposób wpływać na czas trwania impulsu.

5.5 Modelowanie przestrzenne wzmacniacza parametrycznego

Ze względu na własność przelewania energii w procesie parametrycznego wzmocnienia, optymalny dobór parametrów wzmacniacza (natężeń wiązek oraz długości kryształu) ma decydujący wpływ na energię końcową impulsów, a tym samym na ich moc szczytową. Symulacje przeprowadzone w Rozdziale 3 zakładały oddziaływanie fal płaskich - bez uwzględnienia rzeczywistych rozkładów przestrzennych wiązek oraz rozciągnięcia czasowego impulsu zasiewającego.

We wzmacniaczu parametrycznym (pracującym w nasyceniu) wielkość wzmocnienia zależy zarówno od natężenia wiązki pompującej, jak i od natężenia wiązki sygnałowej. W przypadku, gdy rozkład przestrzenny wiązek odbiega od rozkładu cylindrycznego, wzmocnienie dodatkowo staje się funkcją położenia. Niestety, w tak ogólnej sytuacji, nie ma analitycznej formuły, pozwalającej na wyliczenie optymalnych parametrów procesu wzmacniania. Taką optymalizację wykonuje się wykorzystując w tym celu procedury numerycznego modelowania wzmacniania parametrycznego [142–145]. Aby przeanalizować działanie wzmacniacza jako całości, w celu doboru optymalnych parametrów, został napisany program symulujący działanie wzmacniacza z uwzględnieniem następujących czynników:

- dopasowanie fazowe $\Delta k(\lambda)$, wynikające z geometrii wiązek oraz właściwości dyspersyjnych kryształu nieliniowego,
- przelewanie energii pomiędzy wiązkami, dzięki wykorzystaniu sprzężonych równań falowych, rozwiązywanych metodą Runge-Kutty,
- dowolne rozkłady przestrzenne przy założeniu symetrii cylindrycznej, zarówno dla wiązki sygnałowej, jak i wiązki pompującej,
- rozciągnięcie czasowe impulsu zasiewającego, wynikające z funkcji transferu streczera tzn. różne długości fal przychodzą w różnym czasie,
- kształt profilu czasowego impulsu pompującego,
- ewentualne straty w krysztale nieliniowym, wynikające z absorpcji zarówno liniowej α , jak i dwufotonowej β .

Napisana procedura numeryczna nie uwzględnia schodzenia wiązki pompującej (założenie symetrii cylindrycznej), co w przypadku konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej oraz przy dużych średnicach wiązek nie powinno w znaczący sposób wpływać na wyniki modelowania.

Program do modelowania wzmacniacza ma architekturę modułową, przy czym w pierwszym z nich wyliczane są przestrzenne rozkłady obydwu wiązek, zgodnie z zadanymi parametrami, takimi jak: energie oraz wykładniki przestrzennego rozkładu super-Gaussa. Dzieki temu otrzymuje się gestość energii na jednostkę powierzchni (ang. fluence) $\mathcal{F}(r)[J/cm^2]$. Z tak przygotowanych rozkładów przestrzennych w następnym module liczone są profile czasowo-przestrzenne, przy założeniu zadanego profilu czasowego dla każdego z impulsów niezależnie, uzyskujac nateżenia w funkcji położenia oraz czasu I(r, t). Dodatkowo w przypadku impulsu zasiewającego uwzględniony zostaje fakt, że różnym opóźnieniom odpowiadają różne długości fal, wynikające ze znacznego rozciągnięcia impulsu przez streczer $I_s(r,t,\lambda(t))$. Następnie dla każdej chwili czasu, wyliczana jest długość wektora falowego wiązki jałowej, korzystając z zasady zachowania energii oraz odpowiadajacego jej współczynnikowi załamania. Następnie z zestawu parametrów $I_p(r,t)$ oraz $I_s(r,t,\lambda(t))$ przy zadanej geometrii wiązek, liczone jest niedopasowanie falowe Δk . Natężenia wszystkich wiązek, niedopasowanie fazowe (wszystkie wielkości sa w funkcji czasu i położenia) stanowia startowy zestaw parametrów do numerycznego rozwiązywania układu sprzężonych równań falowych przy użyciu metody Runge-Kutty [43]. Procedura powtarzana jest niezależnie dla każdego punktu z dwuwymiarowej przestrzeni parametrów (r,t). Dzięki temu, wyliczone nateżenia końcowe pozwalaja na odzyskanie zarówno energii końcowej wszystkich trzech impulsów (poprzez całkowanie po czasie i przestrzeni), ich ewolucje czasowa, rozkład przestrzenny, jak i sprawność całego procesu. Schemat blokowy omawianego programu został przedstawiany na Rysunku 5.18. Pomimo dużej



Rysunek 5.18: Schemat blokowy programu do numerycznego modelowania wzmacniacza parametrycznego z uwzględnieniem rozkładów przestrzennych wiązek, przy założeniu cylindrycznej symetrii procesu.

złożoności numerycznej, program pozwalał na wyliczenie parametrów końcowych w czasie krótszym niż 1 s przy 30 krokach czasowych t oraz 15 krokach przestrzennych r. Dzięki temu była możliwa symulacja pracy wzmacniacza w czasie rzeczywistym, co pozwoliło na analizę wpływu parametrów wzmacniacza na energię końcową impulsu. Umożliwiło to optymalny dobór parametrów wzmacniacza tak, aby energia końcowa była jak największa, przy zachowaniu szerokiego widma impulsów. Wyniki modelowania omówione zostaną w dwóch kolejnych podrozdziałach, opisujących konstrukcję przedwzmacniacza oraz wzmacniacza mocy.

5.6 Przedwzmacniacz

W typowym wzmacniaczu laserowym, gdzie w wyniku pompowania (np. poprzez absorpcję wiązki pompującej) wytwarzana jest inwersja obsadzeń, istnieje odwrotna zależność pomiędzy wzmocnieniem a sprawnościa ekstrakcji energii. I tak, wysokie wzmocnienie (eksponencjalne w funkcji długości kryształu) możliwe jest jedynie w reżimie pracy nienasyconej, gdy wiazka wzmacniania nie wpływa na inwersję obsadzeń. Jednakże w takiej sytuacji sprawność ekstrakcji energii jest bardzo niska. Natomiast wysoką sprawność ekstrakcji energii uzyskuje się we wzmacniaczu pracującym w reżimie nasyconym, dla którego wzmocnienie zależy w sposób jedynie liniowy od długości ośrodka i energii impulsu pompujacego. W układach laserowych, generujących impulsy laserowe dużej energii, rutynowo stosuje się rozwiązanie, w którym wzmacniacz jest podzielony na kilka stopni. W najprostszej konfiguracji wzmacniacz składa się z dwóch niezależnych stopni: przedwzmacniacza oraz wzmacniacza mocy [146]. Przedwzmacniacz pracuje z wysokim wzmocnieniem, lecz niską sprawnością, wykorzystując jedynie niewielką część energii impulsu pompującego. Większość energii wykorzystywana jest do pompowania wzmacniacza mocy, w którym możliwa jest wysoka sprawność ekstrakcji energii przy niewielkim wzmocnieniu.

W przypadku parametrycznego wzmacniacza światła, dzięki temu, że obydwa impulsy propagują się w krysztale bez absorpcji, w teorii możliwa jest pełna ekstrakcja energii, nawet przy wykorzystaniu pojedynczego kryształu. Tak szczególna sytuacja możliwa jest jedynie przy pewnych założeniach: fala płaska, prostokątny profil czasowy i przestrzenny impulsów, idealne dopasowanie fazowe, odpowiedniej długości kryształ, współliniowa konfiguracja wiązek, brak schodzenia wiązki nadzwyczajnej. Tego typu sytuacje została przedstawiona na Rysunku 3.1 w rozdziale omawiającym przelewanie energii w procesie parametrycznym.

W praktyce okazuje się, że poczynione założenia są zbyt silne. Główne znaczenie mają: przestrzenne przekrywanie wiązek (konfiguracja niewspółliniowa), nietrywialne rozkłady zarówno czasowe, jak i przestrzenne wiązek, różnice w czasie trwania obydwu impulsów czy schodzenie wiązki pompującej. Z tych powodów wysokiej sprawności ekstrakcji energii nie daje się uzyskać w konfiguracji jednostopniowej. Aby podnieść sprawność ekstrakcji energii, w omawianej konstrukcji wzmacniacza zastosowano podział na dwa stopnie: przedwzmacniacz oraz wzmacniacz mocy. W tym podrozdziale omówiona zostanie konstrukcja przedwzmacniacza a w następnym stopień mocy wzmacniacza.

Wiązka impulsów zasiewających po przejściu przez układ do kształtowania impulsów (wycinający część widma), dwa teleskopy formujące wiązkę oraz streczer (z lustrami metalicznymi oraz czterema odbiciami od siatki dyfrakcyjnej), miała moc średnią na poziomie 15 mW, co odpowiada energii impulsu około 180 pJ. Ze względu na stabilność energii wyjściowej przedwzmacniacza, powinien on pracować w nasyceniu, tzn. w reżimie, w którym następuje znaczne przelewanie energii pomiędzy impulsami. Z przeprowadzonych symulacji numerycznych, opisanych w poprzednim podrozdziale wynika, że optymalny podział energii impulsu pompującego pomiędzy przedwzmacniacz a wzmacniacz mocy wynosi 1:4, co odpowiada energiom 95 mJ oraz 380 mJ. Z wykresu 5.5 można odczytać, że maksymalna teoretyczna część energii impulsu pompującego możliwa do wykorzystania (przy założeniu fal płaskich) przy czasie trwania impulsu zasiewającego $\tau = 1.1$ ns, wynosi 13%, co odpowiada ekstrakcji energii na poziomie 12 mJ. Korzystając z relacji Manley-Rowe'a (opisującej sprawność konwersji fotonów), łatwo można wyliczyć maksymalną energię, którą może uzyskać impuls wzmacniany:

$$E_s = E_p \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \tag{5.15}$$

co odpowiada teoretycznej maksymalnej energii impulsu wzmocnionego na poziomie $E_s = 8$ mJ. Wyliczenia te służą jedynie do oszacowania całkowitego wzmocnienia wymaganego, aby przedwzmacniacz działał w reżimie nasyconym, które w tym przypadku wynosi około 40 milionów. Zakładając szczytowe natężenie wiązki pompującej na krysztale BBO na poziomie $I_p = 560$ MW/cm² oraz korzystając z procedury opisanej w Rozdziale 3, można wyliczyć taką długość kryształu, przy której następuje całkowite przekazanie energii. W tym przypadku odpowiada to kryształowi o długości ponad 30 mm. Jest to wartość niepraktyczna z dwóch powodów - przestrzennej separacji wiązek (związanej ze schodzeniem wiązki pompującej oraz niewspółliniowej geometrią) oraz ograniczeniami natury technologicznej, związanymi z hodowlą tak dużego kryształu BBO o odpowiednio wysokiej jakości optycznej.

Rozwiązaniem, pozwalającym na obejście tego problemu, jest zaproponowana przez naszą grupę technika wzmacniania w konfiguracji wieloprzejściowej (ang. multipass) [147,148]. Rozwiazanie to jest koncepcyjnie podobne do rozwiazania rutynowo stosowanego we wzmacniaczach laserowych typu wieloprzejściowego [149,150], w których wiązka wzmacniana wielokrotnie przechodzi przez ten sam kryształ laserowy do momentu, gdy osiągnie natężenie nasycenia. W przypadku wzmacniacza parametrycznego, pracującego w konfiguracji wieloprzejściowej dodatkowo narzucone sa dwa więzy. Pierwszy z nich związany jest z faktem, że wszystkie przejścia wiązki sygnałowej przez wzmacniacz powinny zmieścić się w oknie czasowym, w którym impuls pompujący ma wysokie natężenie. Nakłada to górne ograniczenie na całkowitą drogę optyczna dla takiego układu do około 1 m, co odpowiada całkowitemu czasowi przejścia na poziomie 3 ns. Drugie ograniczenie, jest związane z zachowaniem geometrii niewspółliniowej wiązek, tj. dla każdego przejścia wiązka sygnałowa wraz z wiązką pompującą muszą propagować się w krysztale pod ściśle określonym kątem α wymaganym do uzyskania szerokopasmowego dopasowania fazowego. Oznacza to, że kolejne przebiegi wiazki sygnałowej powinny być układane na stożku o rozwartości α względem wiązki pompujacej (wartość kata mierzona w krysztale). Dodatkowo korzystne jest takie ustawienie wiązek na stożku, aby każde przejście było możliwe blisko konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej. Ponadto w przeciwieństwie do wzmacniaczy laserowych, wzmacnianie zachodzi jedynie w przypadku, gdy wiązki sygnałowa i pompująca mają nie tylko odpowiednie katy, ale także te same zwroty. Oznacza to, że wiązka sygnałowa musi być dodatkowo zawrócona przed kolejnym przejściem przez kryształ. Rysunek 5.19 przedstawia schemat ułożenia wiązek w krysztale przedwzmacniacza w konfiguracji wieloprzejściowej. Podczas


Rysunek 5.19: Konfiguracja wieloprzejściowa przedwzmacniacza OPCPA, z trzema przejściami przez kryształ nieliniowy, przy zachowaniu niewspółliniowej geometrii wiązek oraz konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej.

modelowania wzmacniacza, należy pamiętać o generowanej wiązce jałowej, która nie jest zawracana w kolejnych przejściach, a swobodnie opuszcza układ wzmacniacza. Oznacza to, że jej natężenie dla każdego przejścia przez kryształ musi być zerowane.

Dzięki konfiguracji wieloprzejściowej, możliwe jest uzyskanie wysokiego wzmocnienia przy wykorzystaniu kryształu nieliniowego o niewielkiej długości. Używając programu do modelowania układu wzmacniacza, opisanego w poprzednim podrozdziale, zostały wyznaczone optymalne parametry dla przedwzmacniacza przy 3 przejściach wiązki wzmacnianej przez kryształ BBO. Podczas optymalizacji założono następujące parametry wzmacniacza:

- kryształ nieliniowy BBO, $d_{eff} = 1.94 \text{ pm/V}$, ustawiony w konfiguracji potrójnego przejścia (czas pojedynczego obiegu wynosi 1.1 ns co odpowiada długości obiegu l = 33 cm),
- absorpcja liniowa oraz dwufotnowa w krysztale BBO jest zaniedbywalna,
- niewspółliniowa geometria wiązek o kątach $\alpha=2.388^\circ$ oraz $\theta=23.84^\circ$ pozwalająca na szerokopasmowe wzmacnianie,
- wiązka pompująca o energii impulsu $E_p = 95$ mJ oraz czasie trwania $\Delta \tau_{FWHM} = 7.5$ ns, rozkład przestrzenny super-Gauss o wykładniku równym 3.8 i rozmiarze $w_0 = 1.05$ mm dobranym tak by natężenie szczytowe wynosiło $I_{max} = 560 \text{ MW/cm}^2$,
- wiązka sygnałowa o energii impulsu $E_p = 180$ pJ (co odpowiada $7 \cdot 10^8$

fotonom w impulsie) i gaussowskim rozkładzie przestrzennym, widmo rozciągnięte w czasie, zgodnie z funkcją przenoszenia streczera.

Parametrami swobodnymi - optymalizowanymi tak, aby uzyskać najwyższą energię impulsu wzmocnionego - były: długość kryształu nieliniowego L, średnica wiązki sygnałowej w_0 oraz względne przesunięcie czasowe Δt impulsu sygnałowego względem impulsu pompującego dla pierwszego przejścia przez kryształ. Wyznaczone optymalne parametry, odpowiadające maksymalnej energii końcowej impulsu wzmacnianego z jednoczesnym nasyceniem procesu wzmacniania wynoszą odpowiednio: $L = 11 \text{ mm}, w_0 = 0.8 \text{ mm} \text{ oraz } \Delta t = 1.6 \text{ ns}, \text{ co daje energię}$ impulsu wzmocnionego na poziomie $E_s = 1.5 \text{ mJ}$. Odpowiada to wzmocnieniu impulsu zasiewającego o czynniki 8 milionów przy nienasyconym wzmocnieniu wynoszącym 11 milionów.

Na Rysunku 5.20 a) została przedstawiona ewolucja wzmocnienia dla przedwzmacniacza w funkcji długości propagacji w krysztale (3 przejścia przez kryształ BBO). Pod koniec ostatniego przejścia przez kryształ, widoczne jest znaczne spowolnienie wzmocnienia (wolniejsze niż wykładnicze), świadczące o nasyceniu procesu. Dodatkowym potwierdzeniem tego faktu jest profil czasowy impulsu pompującego (dla centralnej części wiązki) - Rysunek 5.20 b) z widocznym obszarem o znacznie obniżonym natężeniu.



Rysunek 5.20: Ewolucja wzmocnienia w funkcji długości propagacji w krysztale a) oraz ewolucja czasowa natężenia dla centralnej części wiązki pompującej (linia zielona), z widocznym obszarem przelewania energii oraz profilem czasowym impulsu wzmacnianego (czerwona linia).

Praktyczną realizację przedwzmacniacza pokazuje Rysunek 5.21.

5.7 Wzmacniacz mocy

Przy czasie trwania impulsu pompującego $\Delta \tau_p = 7.5$ ns (co jest wielkością typową dla laserów z przełączaniem dobroci wnęki) oraz rozciągnięciu czasowym impulsu zasiewającego do $\tau = 1.1$ ns, maksymalna teoretyczna sprawności konwersji energii to około 9% (patrz Rysunek 5.5 oraz wzór na sprawność konwersji



Rysunek 5.21: Fotografia wieloprzejściowego przedwzmacniacza parametrycznego - a) wraz ze szkicem biegu promieni - b).

fotonów (5.15)). Jak zostało wspominane wcześniej, wielkość ta nie uwzględnia rozkładów przestrzennych oraz profili czasowych, niedopasowania fazowego, etc. Oznacza to, że rzeczywista wartość jest niższa.

Pomysłem (teoretycznym) zaproponowanym przez grupę Yakamawy [151] była idea przesuwania impulsu wzmacnianego pod obwiednią impulsu pompującego w kolejnych kryształach wzmacniacza. Przy odpowiednio dobranych parametrach opóźnienia pomiędzy impulsami oraz długości kolejnych kryształów, możliwa jest sytuacja, w której impuls wzmacniany w każdym z kryształów oddziałuje z niezubożonym (świeżym) fragmentem impulsu pompującego. Dzięki temu, uzyskać można sprawność ekstrakcji energii wyższą niż wynikająca wprost z całki przekrywania czasowego impulsów (5.5). Schemat ideowy wzmacniacza mocy z przesuwaniem impulsów został przedstawiony na Rysunku 5.22.



Rysunek 5.22: Schemat wzmacniacza mocy wykorzystującego technikę przesuwania czasowego impulsów dla uzyskania wyższej sprawności ekstrakcji energii.

W tym podrozdziale zostanie omówiona doświadczalna realizacja wzmacnia-

cza parametrycznego, wykorzystującego technikę przesuwania czasowego impulsów. Jako kompromis pomiędzy sprawnością a stopniem komplikacji układu, wybrano konfigurację z trzema kryształami BBO. Taka konfiguracja równoważna jest, w pewnym sensie, trzykrotnemu rozciągnięciu impulsu zasiewającego, co oznacza, że teoretyczna sprawność konwersji energii z impulsu pompującego wynosi 26% - patrz krzywa na Rysunku 5.5 oraz wzór (5.15). Wielkość ta jest prawie trzykrotnie wyższa niż w przypadku tradycyjnej konfiguracji z pojedynczym kryształem przy takim samym rozciągnięciu czasowym impulsu zasiewającego. Ze względu na charakter krzywej ekstrakcji energii (Rysunek 5.5), dodawanie kolejnych kryształów coraz mniej wpływa na uzyskiwaną sprawność wzmacniacza.

Kluczowe znaczenie dla uzyskania wysokiej sprawności przetwarzania ma odpowiedni dobór natężeń obydwu wiązek oraz długości wszystkich trzech kryształów. Przy optymalnie dobranych parametrach możliwe jest prawie pełne wykorzystanie energii impulsu pompującego, dostępnej w oknie czasowym impulsu zasiewającego. Optymalny zestaw parametrów został wyznaczony przy pomocy odpowiednio zmodyfikowanego programu do przestrzennych symulacji wzmacniania parametrycznego. Podczas optymalizacji zostały założone następujące parametry: energia impulsu wzmacnianego $E_s = 1$ mJ, energia impulsu pompującego $E_p = 380$ mJ o natężeniu szczytowym $I_{max} = 465$ MW/cm² i rozmiarze wiązki $w_0 = 2.3$ mm (w celu obniżenia współczynnika wzmocnienia nienasyconego natężenie szczytowe zostało obniżone w stosunku do przedwzmacniacza). Pozostałe parametry są identyczne jak w przypadku przedwzmacniacza. Parametrami swobodnymi są zaś: długości trzech kryształów BBO oraz rozmiar wiązki sygnałowej, dla której założono gaussowski rozkład przestrzenny.

W wyniku symulacji otrzymano następujące parametry wzmacniacza, maksymalizujące energię wyjściową impulsu: długości kryształów wynoszące odpowiednio: 10, 5 oraz 3.8 mm, zaś rozmiar wiązki sygnałowej na wejściu do wzmacniacza $w_0 = 2.1$ mm. Przy tak dobranych parametrach, energia impulsu wzmacnianego po kolejnych kryształach powinna wynosić: 21, 45 oraz 67 mJ, co dopowiada wzmocnieniu energii impulsu o czynnik 67 (przy nienasyconym wzmocnieniu na poziomie 560). Wysoka energia impulsu wzmocnionego, oznacza sprawność ekstrakcji energii impulsu pompującego na poziomie 30%, trzykrotnie więcej niż bez techniki przesuwania czasowego impulsów. Oprócz wzmocnionego impulsu generowane są jednocześnie trzy impulsy wiązki jałowej (w każdym kryształe oddzielnie), o centralnej długości fali 1.5 μ m i energii ponad 10 mJ każdy.

Ewolucja wzmocnienia impulsu zasiewającego podczas propagacji przez wszystkie trzy kryształy, wraz z profilami czasowymi wiązki pompującej oraz sygnałowej (na środku wiązki), zostały przedstawiane na Rysunku 5.23. Z Rysunku b) można odczytać, że szczytowe natężenie wiązki wzmacnianej znacznie przekracza natężenie szczytowe wiązki pompującej, co świadczy o kumulowaniu energii z impulsu pompującego przy przejściu przez kolejne kryształy. Efekt ten należy uwzględnić przy skalowaniu układu do wyższych energii tak, aby nie przekroczyć progu zniszczenia kryształu. Można również zauważyć, że kształt czasowy wzmocnionego impulsu sygnałowego jest bliski impulsowi prostokątnemu. Fakt ten, w połączeniu ze znacznym czirpem impulsu zasiewającego, oznacza, że widmo impulsu wzmocnionego również powinno mieć kształt zbliżony do prostokątnego. Takie



Rysunek 5.23: Ewolucja wzmocnienia w kolejnych kryształach wzmacniacza mocy - a), profil czasowy impulsu pompującego (kolor zielony) oraz impulsu wzmacnianego (kolor czerwony) dla centralnej części wiązek - b).

wypłaszczanie widma świadczy dodatkowo o silnym nasyceniu procesu wzmocnienia. Na Rysunku 5.23 a) można zauważyć, że wzmocnienie pod koniec każdego z kryształów, znacząco się wypłaszcza a nawet następuje częściowe wsteczne przelewanie energii do wiązki pompującej. Nie stoi to w sprzeczności z tym, że taka konfiguracja zapewnia największą energię końcową impulsu wzmacnianego, gdyż przedstawione ewolucja wzmocnienia wyrysowana jest jedynie dla centralnej części wiązki i nie uwzględnia jej przestrzennego rozkładu. Dodatkowo konfiguracja z niewielkim przelewaniem wstecznym ma tendencję do samostabilizacji, tzn. jest w stanie częściowo kompensować fluktuacje energii, zarówno dla wiązki sygnałowej, jak i pompującej.

Aby ocenić wpływ super-gaussowskich rozkładów przestrzennych wiazek na sprawność ekstrakcji energii, można wyliczyć rozkład przestrzenny nateżenia wiązki pompujacej dla pewnej chwili czasu (niescałkowany profil przestrzenny impulsu), np. dla chwili t = 0 (odpowiadającej maksimum natężenia). Rysunek 5.24 przedstawia tak wyliczony profil przestrzenny wiazki pompujacej (po przejściu przez wzmacniacz) dla dwóch różnych sytuacji: a) w przypadku braku wiązki zasiewającej oraz b) gdy jest ona obecna (przy optymalnie dobranych parametrach). W pierwszym przypadku profil przestrzenny jest niezaburzony i odpowiada rozkładowi przestrzennemu wiązki wejściowej. Natomiast w drugim przypadku widoczne jest znaczne obniżenie natężenia dla centralnej części wiązki. Jednocześnie zewnętrzne części wiązki, ze względu na niskie natężenie, nie są efektywnie wykorzystywane. Sprawność ekstrakcji energii dla danej chwili czasu (niescałkowana), mówiąca o przestrzennej sprawności ekstrakcji, dla omawianego wzmacniacza wynosiła ponad 70%. Wyższą wartość sprawności można uzyskać, gdy rozkład przestrzenny wiązki pompującej opisywany jest wyższym wykładnikiem super-Gaussa, tj. zbliża się do rozkładu cylindrycznego.

Aby zilustrować pełną ewolucję czasowo-przestrzenną wiązki pompującej I(x, y, t) potrzebna jest 4-wymiarowa przestrzeń. Korzystając jednak z faktu, że wiązka posiada symetrię cylindryczną, możliwe jest przedstawienie ewolucji czasowej dla



Rysunek 5.24: Profil przestrzenny impulsu pompującego dla chwili czasu t = 0 (tj. środkowej części impulsu), w przypadku braku wiązki wzmacnianej - a) oraz gdy jest ona obecna - b).

pojedynczego przekroju przez wiązkę (odpowiada to ewolucji czasowej natężenia w funkcji odległości od osi). Wykres przedstawiający tak wyliczoną ewolucję czasową profilu wiązki pompującej po przejściu przez cały układ wzmacniacza, został przedstawiony na Rysunku 5.25. Analizując wykres ewolucji czasowej pro-



Rysunek 5.25: Ewolucja czasowo przestrzenna impulsu pompującego we współrzędnych I(r,t); a) w przypadku braku wiązki sygnałowej, b) dla optymalnego wzmocnienie, c) tak jak b) z widocznymi rzutami odpowiadającymi profilom: przestrzennym i czasowym.

filu wiązki pompującej można łatwo zidentyfikować trzy obszary, dla których widoczne jest znaczne zubożenie wiązki pompującej. Świadczy to o efektywnym wykorzystaniu energii impulsu pompującego w każdym z kryształów we wzmacniaczu mocy.

5.8 Wzmocniona fluorescencja parametryczna

W przypadku wzmacniaczy laserowych czynnikiem ograniczającym kontrast skompresowanych impulsów jest wzmocniona emisja spontaniczna ASE (ang. Amplified Spontaneous Emission). Dla wzmacniaczy parametrycznych zjawiskiem analogicznym do ASE jest wzmocniona fluorescencja parametryczna, jako następstwo wzmacniania fluktuacji próżni kwantowej [6]. Podobnie jak ASE jest ona zjawiskiem niekorzystnym, ze względu na możliwość niekontrolowanej ekstrakcji energii z wiązki pompującej a także znacznego obniżenia końcowego kontrastu skompresowanego impulsu. Wielkość kontrastu impulsów ma szczególne znaczenie w przypadku oddziaływania intensywnych impulsów z materią [152], gdzie obniżony kontrast impulsu może powodować przedwczesną jonizację badanego materiału. Najprostszą metodą, pozwalającą na zwiększenie kontrastu, jest zwiększenie energii impulsu zasiewającego, obniżając jednocześnie całkowite wzmocnienie układu. Dodatkowo zaproponowano szereg metod, wykorzystujących procesy nieliniowe, pozwalających na poprawę czasowego kontrastu wzmocnionych impulsów (ang. temporal cleaning) [153–156].

Zakładając, że każdy z modów czasowo-przestrzennych obsadzony jest połową fotonu, można wyliczyć liczbę fotonów wzmocnionej fluorescencji parametrycznej. Przy takim założeniu otrzymać można wyrażenie analityczne na moc zawartą we wzmocnionej fluorescencji parametrycznej [157].

Obliczenia teoretyczne, porównujące kontrast wzmacniacza laserowego i parametrycznego, wskazują na wyższość konstrukcji typu OPCPA nad klasycznymi wzmacniaczami laserowymi [106]. Doświadczalnie zademonstrowane zostały impulsy wzmocnione w procesie parametrycznym, dla których kontrast impulsów był większy niż 10^{-11} [158]. Pomiar kontrastu impulsów z tak wysoką dynamiką wykonuje się, wykorzystując skanujący autokorelator trzeciego rzędu [159], w którym dodatkowo jednoznacznie określić można kierunek czasu.

Inna metoda, pozwalająca na oszacowanie kontrastu, polega na pomiarze energii zawartej we fluorescencji parametrycznej, co w połączeniu z informacją o jej profilu czasowym, pozwala na wyliczenie jej szczytowego natężenia. Profil czasowy fluorescencji parametrycznej zależy nie tylko od profilu czasowego impulsu wzmacniającego, ale także od całkowitego wzmocnienia układu. Dla omawianego wzmacniacza współczynnik wzmocnienia nienasyconego dla całego układu (przedwzmacniacza oraz stopnia mocy) był równy $5.6 \cdot 10^9$. Wykorzystując program do przestrzennej symulacji wzmacniacza oraz zakładając płaskie widmo wejściowe (imitujące stan próżni) o odpowiednio niskim natężeniu (aby nie nasycać wzmacniacza), wyliczyć można zarówno kształt profilu czasowego fluorescencji parametrycznej, jak i jej widmo. Tak obliczony profil czasowy fluorescencji parametrycznej wraz z jej widmem, wyliczony dla parametrów omawianego wzmacniacza, przedstawiony został na Rysunku 5.26. Z wykresu odczytać moż-



Rysunek 5.26: Symulacja fluorescencji parametrycznej wzmacniacza OPCPA; a) profil czasowy, b) widmo fluorescencji.

na, że szerokość połówkowa profilu czasowego wynosi $\tau = 2.3$ ns i jest znacznie mniejsza niż czas trwania impulsu pompującego². Natomiast widmo fluorescencji odpowiada nienasyconemu profilowi wzmocnienia dla całego układu wzmacniacza.

5.9 Wzmacniacz OPCPA IR - wyniki

W tym podrozdziale zostaną przedstawione wyniki uzyskane ze wzmacniacza parametrycznego impulsów podczerwonych z wykorzystaniem techniki czasowego przesuwania impulsów w stopniu mocy wzmacniacza. Układ doświadczalny zestawiony został zgodnie ze schematem przedstawionym na Rysunku 5.27.

Wiązka z lasera pompującego Nd:YAG przechodzi przez układ, służący do podziału energii impulsu na dwie części do pompowania: przedwzmacniacza i wzmacniacza mocy. Układ ten składał się z trzech półfałówek oraz trzech polaryzatorów, dzięki czemu możliwy był nie tylko dowolny podział energii impulsu, ale także płynna kontrola energii w każdym z ramion niezależnie. Uzyskano dynamikę kontroli natężenia powyżej 10². Energia impulsu pompującego została podzielona w stosunku 1:4.7, tak, że 95 mJ kierowane było do przedwzmacniacza, a 430 mJ do stopnia mocy wzmacniacza. Energia impulsu pompującego w stopniu wzmacniacza mocy jest nieco większa (o około 10%) niż założona w symulacji tak, aby częściowo skompensować ewentualne niedokładności ustawienia kątów we wzmacniaczu oraz wpływ efektów czasowo - przestrzennych impulsu pompującego. Obydwie wiązki obrazowane były na kryształach BBO (we wzmacniaczu mocy, obrazowanie było ustawione na środkowy kryształ), przy pomocy teleskopów przekazujących, o powiększeniu dla VT1: 0.214 ($f_1 = 700$ mm, $f_2 = 150$ mm) oraz 0.625 dla VT2 ($f_1 = 800$ mm oraz $f_2 = 500$ mm) tak, aby uzyskać natężenia

²Wielkość ta dobrze zgadza się ze zmierzonym (przy pomocy fotodiody i oscyloskopu) czasem trwania fluorescencji parametrycznej $\tau = 2.2$ ns.



Rysunek 5.27: Schemat układu wzmacniacza parametrycznego impulsów podczerwonych. OSC - oscylator femtosekundowy, Nd:YAG - laser pompujący, PS - układ kształtowania impulsów, STR - streczer, PreAmp - przedwzmacniacz, Amp - wzmacniacz mocy, COMP - kompresor, T1-T4 - teleskopy, VT1,VT2 próżniowe teleskopy przekazujące, BBO1-BBO4 - kryształy BBO, HWP - płytki półfalowe, P - polaryzatory dielektryczne.

wiązek założone podczas symulacji. Obydwa teleskopy zostały wyposażone w tubusy próżniowe, zabezpieczające przed tworzeniem się plazmy w ognisku wiązki pompującej.

Wiązka impulsów zasiewających, generowana przez oscylator femtosekundowy OSC, po przejściu przez teleskop kolimujący T1, kierowana była na układ do kształtowania impulsów 2f, wyposażony w modulator ciekłokrystaliczny a następnie do streczera, w konfiguracji Martineza. Powiększenie teleskopu T1 dobrane było w taki sposób, aby wiązka po przejściu przez obydwa układy, zachowywała swoją kolimację. W praktyce oznacza to, że zasięg Rayleigh'a wiązki powinien być nie mniejszy niż całkowita droga optyczna układów (w tym przypadku wynosząca około 9 m). Oznacza to, że przewężenie wiązki nie powinno być mniejsze niż $w_0 \ge 1.5$ mm. Z drugiej strony, ze względu na aberracje streczera i wprowadzany przez niego czirp kątowy, rozbieżność wiązki nie powinna być mniejsza niż jej czirp kątowy - co nakłada górne ograniczenia na przewężenie wiązki $w_0 \le 1.4$ mm. Choć obydwa zakresy parametrów w_0 nie przekrywają się, to jednak są na tyle blisko, że dla wiązki o rozmiarze $w_0 \approx 1.5$ mm nie powinny one wpływać w istotny sposób na jej propagację.

Po przejściu przez streczer, wiązka zasiewająca była pomniejszana przy użyciu teleskopu T2 tak, aby jej rozmiar był równy $w_0 = 0.8 \text{ mm}$ (wielkość wyliczona z symulacji). Następnie wiązka była kierowana na trójprzejściowy przedwzmacniacza - PreAmp z kryształem BBO (BBO1) o długości L = 11 mm. Moc średnia wiązki zasiewającej mierzona w miejscu kryształu wynosiła 14 mW, co odpowiada energii pojedynczego impulsu E = 175 pJ.

Synchronizację czasową pomiędzy impulsem zasiewającym a pompującym, uzyskano wykorzystując oscylator femtosekundowy jako zegar główny (ang. master clock). Jego częstość (80 MHz) była dzielona w taki sposób, aby uzyskać synchroniczny z oscylatorem sygnał o częstości 10 Hz - sterujący działaniem lasera pompującego Nd:YAG. Precyzyjną kontrolę, pozwalającą na płynne przesuwanie obydwu impulsów względem siebie, uzyskano wykorzystując dodatkowo generator opóźnień DG535, Stanford Research System. Całkowity jitter czasowy (rozsynchronizowanie) pomiędzy impulsami wynosił ±0.5 ns RMS, co przy impulsie pompującym o czasie trwania 7.5 ns jest wielkością akceptowaną (nieakceptowalny dla impulsów o ps czasie trwania). Szczegółowy schemat synchronizacji czasowej laserów, znajduje się w Dodatku C.7.

Po wstępnym ustawieniu kąta $\theta = 24^{\circ}$ pomiędzy osią optyczną kryształu a kierunkiem wiązki pompującej (polaryzacja e), wiązka sygnałowa (polaryzacja o) wpuszczana była pod kątem 4° w stosunku do wiązki pompującej, co odpowiada przecinaniu sie wiazek w krysztale pod katem $\alpha = 2.4^{\circ}$. Wiazka sygnałowa ustawiana była w konfiguracji kompensującej schodzenie. Szczegóły dotyczące doboru kata wycięcia kryształu a także identyfikacji kierunku osi optycznej znajduja się w Dodatku C.6. Ze względu na niską tolerancję błędów w ustawieniu geometrii wiazek, ich dokładne ustawienie dokonywane było iteracyjnie: zmieniano obydwa kąty, jednocześnie obserwując przy użyciu szybkiej fotodiody i oscyloskopu wielkość wzmocnienia. Wzmocniony impuls był zawracany przy pomocy układu luster a następnie kierowany do kolejnego przejścia przez kryształ BBO. Procedura optymalizacyjna była przeprowadzana dla każdego przejścia niezależnie tak, aby za każdym razem impuls wyjściowy miał jak największą energię (co powinno również zapewniać szerokie pasmo przetwarzania). Aby impulsy wzmacniane w kolejnych przejściach oddziaływały ze szczytem impulsu pompujacego, całkowita droga pomiędzy przejściami powinna być możliwie mała. W zbudowanym układzie wynosiła ona około 30 cm (co odpowiada opóźnieniu około 1 ns na pojedyncze przejście) a ograniczona była fizycznym rozmieszczeniem luster i kiwaczy w przedwzmacniaczu.

Na wyjściu przedwzmacniacza uzyskano impulsy o energii $E_{preamp} = 1.2 \text{ mJ}$, co dobrze zgadza się z wynikami symulacji. Energia ta odpowiada wzmocnieniu na poziomie 200 na pojedyncze przejście przez kryształ BBO przy całkowitym wzmocnieniu $7 \cdot 10^6$. Zmierzona fluktuacja energii impulsu wzmocnionego wynosiła 10% RMS a wiązka wyjściowa, podobnie jak wiązka zasiewająca, miała profil gaussowski, który przedstawiony został na Rysunku 5.28 b).

Na Rysunku 5.29 zostało przedstawione zmierzone widmo impulsów po przedwzmacniaczu (czerwona linia) wraz z widmem impulsów zasiewających (czarna linia). Zauważyć można, że widmo wzmocnione w pełni pokrywa się z widmem impulsów zasiewających, co świadczy o zachowaniu szerokopasmowości wzmacniania, a tym samym poprawnym ustawieniu geometrii wiązek w przedwzmacniaczu.

Wiązka z przedwzmacniacza była kierowana przez teleskop powiększający T3



Rysunek 5.28: Profile przestrzenne wiązki: a) zasiewającej, b) po przedwzmacniaczu, c),d) odpowiednio po I i II krysztale w stopniu wzmacniacza mocy.



Rysunek 5.29: Zmierzone widma impulsów: linia czarna - impulsy na wejściu do wzmacniacza (zasiewające), linia czerwona - impulsy po przedwzmacniaczu, lina niebieska - impulsy po wzmacniaczu mocy.

do wzmacniacza mocy składającego się z trzech kryształów BBO o długościach odpowiednio: 10, 5 oraz 3.8 mm, wykorzystującego technikę czasowego przesuwania impulsów. Ze względów praktycznych, kryształy w stopniu mocy były obracane względem osi pionowej, co wymuszało obrót polaryzacji wiązki wzmacnianej (przy pomocy półfalówi HWP) tak, aby w kryształach BBO propagowała się ona jako wiązka zwyczajna (polaryzacja o). Ze względu na długość całkowitą przedwzmacniacza, wynoszącą około 1 m, impulsy zasiewające są znacznie opóźnione wglądem impulsu pompującego. Aby skompensować to opóźnienie, w wysokoenergetyczne ramię wiązki pompującej wstawiono dodatkową linię opóźniającą o długości wynoszącej około 1 m.

We wzmacniaczu mocy kolejne przejścia wiązki sygnałowej były opóźnione

względem impulsu pompującego o 1.1 ns tak, aby za każdym razem impuls wzmacniany mógł oddziaływać z niezubożona częścia impulsu pompującego. Precyzyjne ustawianie geometrii wiązek było przeprowadzane dla każdego z kryształów niezależnie, w sposób analogiczny do przypadku przedwzmacniacza tak, aby energia impulsu po każdym krysztale była maksymalna. Od poprawnego ustawienia kątów dopasowanie fazowego θ oraz kątów niewspółliniowości α zależy nie tylko energia końcowa impulsu, ale także widmo końcowe wzmocnionych impulsów. Dla optymalnie dobranych katów zostały zmierzone energie impulsu wzmocnionego po przejściu przez każdy kryształ BBO. Uzyskano energie: $E_1 = 24 \text{ mJ}, E_2 = 46 \text{ mJ}$ oraz $E_3 = 66 \text{ mJ}$, po odpowiednio I, II i III krysztale. Sprawność ekstrakcji energii z wiazki pompujacej dla stopnia mocy wynosi nieco ponad 15%. Warto podkreślić, że przy standardowej konfiguracji wzmacniacza mocy (bez przesuwania impulsów względem siebie), energia końcowa wynosiłaby jedynie 24 mJ (energia po pierwszym krysztale). Oznacza to, że dzięki zastosowaniu techniki czasowego przesuwania impulsów, sprawność wzmacniacza mocy jest trzykrotnie większa niż w przypadku tradycyjnej konfiguracji wzmacniacza z pojedynczym kryształem.

Zmierzone widmo impulsów po stopniu wzmacniacza mocy, przedstawione jest na Rysunku 5.29 linia koloru niebieskiego. Widmo ma kształt prostokatny, co świadczy o dużym nasyceniu procesu wzmacniania, jednocześnie jego szerokość w pełni odpowiada szerokości impulsów zasiewających, ponownie potwierdzając poprawny dobór geometrii wiązek. Profil przestrzenny wiązki po I i II krysztale został przedstawiony na Rysunku 5.28 c) oraz d). Zauważyć można, że kształt wiązki wzmocnionej w stopniu wzmacniacza mocy ma kształt obwarzanka (ang. donut shape), jako następstwo wspominanej wcześniej ewolucji czasowoprzestrzennej impulsu pompującego. Aby potwierdzić to przypuszczenie, został zmierzony profil przestrzenny impulsu wzmocnionego po pierwszym krysztale wzmacniacza mocy dla dwóch różnych opóźnień względnych pomiędzy impulsem pompującym a wzmacnianym. Wyniki zostały przedstawione na Rysunku 5.30. W pierwszym pomiarze opóźnienie ustawione było tak, że impuls wzmacniany był przez czoło impulsu pompujacego, w drugim zaś - przez jego końcowa cześć. Zaobserwować można znaczna zmiane w rozkładzie przestrzennym impulsu wzmocnionego (od profilu gaussowskiego do profilu "obwarzanek"), w zależności od wzglednego opóźnienia co potwierdza istnienie efektów czasowo-przestrzennych oraz ich wpływ na profil przestrzenny impulsu wzmocnionego. Dodatkowo, energia impulsu po całym wzmacniaczu była największa wtedy, gdy impuls pompujący był nieco opóźniony względem impulsu wzmacnianego. Odpowiada to sytuacji, gdy wzmacnianie impulsu zasiewającego następuje przez czoło impulsu pompującego, tj. te część, gdzie energia skupiona jest blisko środka wiazki (dobre przekrywanie przestrzenne).

Profil przestrzenny wiązki wyjściowej (po wszystkich trzech kryształach, Rysunek 5.31) w mniejszym stopniu przypomina kształt obwarzanka, a bardziej odpowiada rozkładowi Top-Hat. Wynika to z faktu, że w każdym z trzech kryształów, wiązka oddziałuje z inną częścią czasową impulsu pompującego, efektywnie całkując profil czasowo-przestrzenny (całkowanie z oknem czasowym wynoszącym nieco ponad 3 ns).



Rysunek 5.30: Zależność kształtu profilu przestrzennego wiązki wzmacnianej (zarejestrowanej po pierwszym krysztale, we wzmacniaczu mocy) od względnego opóźnienia pomiędzy impulsem pompującym a wzmacnianym - wpływ ewolucji czasowo przestrzennej impulsu pompującego na kształt wiązki wzmocnionej.



Rysunek 5.31: Profil przestrzenny wiązki wzmocnionej na wyjściu wzmacniacza mocy wraz z profilami sumacyjnymi dla płaszczyzny pionowej oraz poziomej.

Zmierzona stabilność energii dla całego układu wzmacniacza była na poziomie 2% RMS i była, w głównej mierze, ograniczona fluktuacjami energii impulsu pompującego (1.5% RMS) oraz częściowo jitterem czasowym (± 0.5 ns) pomiędzy impulsami.

Wzmocniona wiązka była następnie kierowana do kompresora siatkowego.

Aby uniknąć uszkodzenia siatek dyfrakcyjnych przez skompresowany impuls femtosekundowy, wiązka przed wejściem do układu kompresora była dodatkowo powiększona przy pomocy teleskopu T4 tak, aby jej średnica wynosiła około 20 mm. Energia impulsów po przejściu przez układ kompresora wynosiła E = 49 mJ, co odpowiada całkowitej sprawności kompresora na poziomie 75%.

Optymalizacji odległości między siatkami (odpowiedzialnej za fazę kwadratową) dokonano, obserwując mapę z FROG-a jednostrzałowego [160], używając do pomiaru jedynie 4% energii impulsu - odbicie od powierzchni pryzmatu. Zmierzona mapa FROG-a dla optymalnego ustawienia kompresora wraz z odzyskanym profilem czasowym impulsu przedstawiona została na Rysunku 5.32. Szerokość



Rysunek 5.32: Pomiar czasu trwania skompresowanego impulsu, a) zmierzona mapa FROG-a, b) odzyskany profil czasowy - linia czarna oraz wyliczony profil czasowy impulsu z widma wyjściowego przy założeniu płaskiej fazy spektralnej - linia czerwona.

połówkowa czasu trwania impulsu skompresowanego wynosi $\Delta \tau_{FWHM} = 23$ fs, co w połączeniu z energią impulsu na poziomie $E_p = 49$ mJ daje moc szczytową wynoszącą nieco ponad $P_{max} = 2$ TW³.

Dodatkowo na Rysunku 5.32 linią czerwoną został wykreślony profil czasowy impulsu wyliczony z widma końcowego impulsów przy założeniu płaskiej fazy spektralnej, tj. impuls fourierowsko ograniczony. Odpowiadająca mu szerokość połówkowa wynosi 19.8 fs i jest jedynie 15% mniejsza od wartości zmierzonej. Świadczy to o wysokiej jakości kompresji impulsów a uzyskanej w głównej mierze dzięki zastosowaniu układu do kształtowani impulsów - korygującego fazę wprowadzaną przez układ wzmacniacza.

Na końcowy kontrast skompresowanych impulsów wpływ mają dwie rzeczy: wzmocniona fluorescencja parametryczna oraz kolejne impulsy pochodzące z oscylatora (impulsy przed i po właściwym impulsie), które mogą być częściowo wzmacniane przez ogony impulsu pompującego. Aby wyznaczyć energię fluorescencji pa-

³Uzyskana moc szczytowa jest równa średniej mocy elektrycznej, generowanej przez wszystkie elektrownie na świecie [161] (dane na rok 2007). Dodatkowo wiązka może zostać skupiona do objętości zaledwie paru μ m³, co pozwala uzyskać natężenia niemożliwe do uzyskania żadnymi innymi metodami niż laserowe.

rametrycznej, zasłonięto wiązkę zasiewającą przed wejściem do przedwzmacniacza, mierząc jednocześnie energię wyjściową wzmocnionej fluorescencji na wyjściu kompresora. Zmierzona energia fluorescencji była na poziomie $E_{fluo} = 200 \ \mu$ J, co w połączeniu z jej czasem trwania wynoszącym 2.3 ns (Rysunek 5.26), daje moc szczytową na poziomie 90 kW.

Porównując moc szczytową fluorescencji z mocą szczytową impulsu wzmocnionego, można wyliczyć kontrast, który wynosi $4.5 \cdot 10^{-8}$. Warto nadmienić, że jest to szacowanie konserwatywne, gdyż energia wzmocnionej fluorescencji parametrycznej przy obecności wiązki wzmacnianej powinna być znacznie niższa, ze względu na znaczne zubażanie wiązki pompującej, szczególnie we wzmacniaczu mocy.

Drugim źródłem obniżenia kontrastu są wzmocnione impulsy, pochodzące z oscylatora. Wyliczone wzmocnienie całkowite dla impulsu oddalonego o 12.5 ns od maksimum impulsu pompującego ze względu wykładniczą zależność wzmocnienie od natężenia wiązki pompującej wynosi zaledwie 1.3. Z tego powodu kontrast wynikający z tak wzmocnionych impulsów wynosi $3.5 \cdot 10^{-9}$. Dodatkowo kontrast ten jest znacznie poprawiany, dzięki przestrzennej separacji wiązki wzmocnionej od wiązki zasiewającej w krysztale nieliniowym, w taki sposób, że możliwe jest rozdzielenie impulsów wzmocnionych od pozostałych impulsów przy pomocy apertury. Natura takiej przestrzennej separacji impulsów nie jest znana. Aby zyskać podobny kontrast, używając klasycznego wzmacniacza laserowego o podobnym wzmocnieniu, wymagane jest użycie dodatkowych elementów czyszczących przebieg czasowym impulsu wzmocnionego, takich jak komórki Pockelsa czy nieliniowe filtrowanie impulsu.

Aby sprawdzić, czy efekty nieliniowe (modulujące widmo i fazę spektralną) związane z propagacją intensywnych impulsów terawatowych w powietrzu nie są znaczące, wyliczona została całka B (4.15). Przyjęcie wartości nieliniowego współczynnika załamania powietrza równego $n_2 = 3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ [162] oraz wiązki o średnicy 20 mm propagującą się w powietrzu na odcinku 1 m dostajemy $B = 0.89 < \pi$. Oznacza to, że na takim odcinku faza nieliniowa, nie wpływa w sposób znaczący ani na fazę ani na widmo impulsów. Jednakże w przypadku dłuższego odcinka propagacji wymagane jest użycie aparatury próżniowej.

Dodatkową zaletą przedstawionego wzmacniacza parametrycznego jest jego kompaktowa konstrukcja, mieszczącą się na typowym stole optycznym (wymiary - patrz Rysunek 5.27). Co więcej, wszystkie elementy użyte w układzie są łatwo dostępne komercyjnie, co istotnie obniża koszt budowy takiego wzmacniacza.

5.10 Podsumowanie

W tabelach 5.1 oraz 5.2 przedstawione zostało porównanie układów OPCPA, o energii impulsów większej niż 1 mJ z wyliczoną całkowitą sprawnością transferu energii z impulsu pompującego do impulsu wzmocnionego, po kompresji. Gwiazdką oznaczone są układy pompowane dostępnymi komercyjnie laserami nanosekundowymi - analogicznymi do lasera użytego w omawianej konstrukcji wzmacniacza parametrycznego.

5.5 ns*	6 ns*	(5.5 ns)*	(250 ps)	(4 ns)	-	sd 00	2.5 ns	100 ps		1 ns		100 ps		2.5 ns	$0.9 \mathrm{ns}$	1.5 ns		35 fs	70 ps	70 ps	2.3 ns	pompy	impulsu		$\operatorname{trwania}$	Czas	
b.d	0.003	30	0.02	1100(3)		2	10	(9)		560		0.5		0.56	(300)	200		0.25	0.15	0.1	1000		[TW]	towa	szczy-	Moc	
b.d.	069	60	(11)	170		7.6	370	10		43		6		430	(83)	45		40	10	12	70	[fs]	impulsu	nia	trwa-	Czas	Tab
(25)	1.3	23(b.d.)	(2) 3.5	b.d(15)		9.5	9	12		13		14		34	18	12		$\tilde{40}$	15	12.5	7		[%]		ność	Spraw-	ela 5.1: F
Sprawność nie uwzględnia strat w kompresorze, wzmacniacz zasiewany wzmocnionymi impulsami o energii 20 $\mu {\rm J}$	Wzmacniacz bazujący na światłowodowym oscylatorze femtosekundowym domieszkowanym Yb3+	Układ hybrydowy, OSC - Ti:SA - 2×OPCPA - Ti:SA - Ti:SA	Układ hybrydowy, z szafirowym wzmacniaczem mocy, pracujący na częstości 5 kHz	Impulsy kształtowane w czasie i przestrzeni, w kompresorze siatki dielektryczne, kryształ YCOB, konstrukcja hybrydowa ze stopniem mocy na szkle silikatowym fosfatowym	latora fs.	Synchronizacja czasowa pomiędzy laserami przy pomocy 160 harmonicznej czestotliwości oscy-	Impulsy pompujące kształtowane w czasie	Częściowa kompresja przy pomocy szklanego kompresora, przy czym tylko połowa energii zawarta jest w głównym impulsie	i przestrzeni	Wzmocnienie w krysztale KD*P, na dł. fali 910 nm, impuls pompujący kształtowany w czasie	rowego wzmacniacza laserowego	Układ o repetycji 1 kHz, ze stabilizowaną fazą obwiedni, pompa - druga harmoniczna szafi-	zyskać wysoką sprawność	Wzmocnienie na 1.05 μ m, impulsy kształtowane zarówno w czasie, jak i przestrzeni, aby	Jedynie część impulsu została skompresowana, stąd estymacja mocy szczytowej	Wzmocnienie na długości fali 910 nm, w krysztale KD*P	towym, wzmocnienie w technice OPA	Wzmocnienie na długości fali 1.4 $\mu {\rm m},$ przy pompowaniu femtosekundowym laserem terawa-	Ulepszona wersja układu opisanego powyżej	Praca z częstotliwością 1 kHz, szklany kompresor, wzmocnione widmo o szerokości 200 nm	Kryształ KD*P $20x20$ cm					Uwagi	orównanie sprawności uzyskiwanych we wzmacniaczach OPCPA
[176]	[175]	[174]	[173]	[109]		[172]	[171]	[170]		[107]		[169]		[168]	[167]	[166]		[165]	[164]	[163]	[108]					Ref.	

	Ref.			[177]			[178]	[179]	[180]		[181]	[142]	[182]	[183]	[147]	[184]	[185]	[186]		[187]	[188]	[148]	[189]	[190]	[142]	[191]	
Porównanie sprawności uzyskiwanych we wzmacniaczach OPCPA	Uwagi			Kształtowane impulsy lasera pompującego, impulsy zasiewające rozciągnięte do 4.5 ns, jedy-	nie część energii impulsu została skompresowana. Wzmocnienie na długości fali 1.05 $\mu {\rm m}$ w	krysztale LBO	Streczer wykorzystujący połączenie pryzmatów i siatek (ang. grism)	Kryształ YCOB o dużej aperturze	Układ o częstości repetycji 30 Hz, synchronizacja czasowa zapewniana przez oscylator	Nd: Y V O	Kompresor hybrydowy - szkło oraz lustra z czirpem, synchronizacja optyczna	Jedne z pierwszych układów OPCPA pompowanych komercyjnym laserem nanosekundowym	Impuls pompujący kształtowany w czasie i przestrzeni	Klasyczny wzmacniacz OPCPA z nanosekundową pompą	Impulsy bez kompresji	Impuls zasiewający rozciągnięty do około 5 ns, przy widmie o szerokości 16 nm	Wzmocnienie na długości fali 1.5 μ m, w kryształe KTA	Układ hybrydowy OPCPA + wzmacniacz szafirowy, podane wartości odnoszą się do energii	impulsu przed kompresją	Wzmacniacz typu OPA, o częstości repetycji 10 Hz	Układ 20 Hz, z elektroniczną synchronizacją laserów	Konfiguracja wieloprzejściowa	Opisywany układ, z czasowym przesuwaniem impulsów	Optyczna synchronizacja pomiędzy impulsami	Impuls zasiewający rozciągnięty do około 3 ns, przy widmie o szerokości 16 nm	Układ hybrydowy - wzmacniacz regeneratywny szafirowy - OPCPA - wzmacniacz szafirowy	wieloprzejściowy, wysoki kontrast czasowy impulsów
5.2: c.d.	Spraw- ność	[02]	[0/]	(14)			b.d	7	2		13	9	29	2	(4)	24	12	(1)28		12	10	n	10	11	9	13	
Tabela	Czas trwa-	nia	[fs]	150			ø	500	10		œ	310	500	18	p.d	350	250	b.d.		17	10	30	24	150	310	23	
	Moc szczy-	towa	[^^ T]	(1)			10	(0.08)	1		16	0.1	0.01	3.2	p.d	0.2	0.004	p.d		0.07	0.5	0.15	2	3.7	0.1	9	
	Czas trwania		pompy	4.5 ns			40 ps	3 ns	sd 09		78 ps	8.5 ns^*	1 ns	$5-9 \text{ ns}^*$	8 ns^*	9.5 ns^*	100 ps	7 ns^*		60 fs	60 ps	8 ns^*	7 ns^*	500 ps	8 ns^*	6 ns^*	

-	
	Q
	ര
	N
	0
	ര
•	
	Ξ.
	Q.
	g
	Я
	Ξ.
	2
	⊳
	a 2
	Υ.
	⊳
	<u>.</u>
-	9
	0
	>
	d.
	ີ
	Þ.
	2
•	₽.
	-0
	5
	5.
	12
	~
•	5
	0
`	ŝ
`	lOS
`	nos
`	wnos
`	awnos
•	rawnos
`	prawnos
`	sprawnos
`	sprawnos
`	le sprawnos
•	ne sprawnos
•	anie sprawnos
	ianie sprawnos
•	nanie sprawnos
•	wnanie sprawnos
	ownanie sprawnos
•	rownanie sprawnos
•	orownanie sprawnos
· ·	corownanie sprawnos
	Porownanie sprawnos
	1. Porownanie sprawnos
	d. Porownanie sprawnos
	c.d. Porownanie sprawnos
	c.d. Porownanie sprawnos
	2: c.d. Porownanie sprawnos
, , ,	.Z: c.d. Porownanie sprawnos
	o.2: c.d. Porownanie sprawnos
	5.2: c.d. Porownanie sprawnos

Tabela 5.3: Porównanie me	tod uzyskiwania	a wysokiej sp	prawności eks	strakcji energ	jii
we wzmacniaczach OPCPA	L.				

metodaps laser pom- pującydzięki krótkiemu impulsowi pompującemu, łatwo można zapew- nić wysokie przekrywanie czasowe impulsów, niewielkich rozmiarów streczer, nawet przy szerokim widmie impulsów, ale: brak komer- cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nmtypowe rozwiązanie w układach OPCPA w okolicy 1 µm, możli- we znaczne rozciągnięcie impulsów w czasie, przy akceptowalnych rozmiarach streczera, ale kosztem czasu trwania impulsów skom- presowanych > 100 fsukład hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciu krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalą sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	Proponowana	Zalety i wady
ps laser pom- pującydzięki krótkiemu impulsowi pompującemu, łatwo można zapew- nić wysokie przekrywanie czasowe impulsów, niewielkich rozmiarów streczer, nawet przy szerokim widmie impulsów, ale: brak komer- cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm	metoda	
pującynić wysokie przekrywanie czasowe impulsów, niewielkich rozmiarów streczer, nawet przy szerokim widmie impulsów, ale: brak komer- cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm	ps laser pom-	dzięki krótkiemu impulsowi pompującemu, łatwo można zapew-
streczer, nawet przy szerokim widmie impulsów, ale: brak komer- cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm	pujący	nić wysokie przekrywanie czasowe impulsów, niewielkich rozmiarów
cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm		streczer, nawet przy szerokim widmie impulsów, ale: brak komer-
synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm		cyjnych laserów ps o odpowiedniej energii impulsów, wymagająca
częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)wąskopasmo- wy streczer < 10 nm		synchronizacja czasowa (optyczna bądź elektroniczna na wysokiej
wąskopasmo- wy streczertypowe rozwiązanie w układach OPCPA w okolicy 1 μ m, możli- we znaczne rozciągnięcie impulsów w czasie, przy akceptowalnych rozmiarach streczera, ale kosztem czasu trwania impulsów skom- presowanych > 100 fsukład hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego		częstotliwości), obecność efektów nieliniowych (całka B)
wystreczerwe znaczne rozciągnięcie impulsów w czasie, przy akceptowalnych rozmiarach streczera, ale kosztem czasu trwania impulsów skom- presowanych > 100 fsukład hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczeroprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	wąskopasmo-	typowe rozwiązanie w układach OPCPA w okolicy 1 $\mu {\rm m},$ możli-
< 10 nmrozmiarach streczera, ale kosztem czasu trwania impulsów skom- presowanych > 100 fsukład hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	wy streczer	we znaczne rozciągnięcie impulsów w czasie, przy akceptowalnych
presowanych > 100 fsukład hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	< 10 nm	rozmiarach streczera, ale kosztem czasu trwania impulsów skom-
układ hybry- dowyefektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego		presowanych > 100 fs
dowykomplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie- czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	układ hybry-	efektywne wykorzystanie energii impulsu pompującego, kosztem
czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po- trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- czasowym i magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- ne nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	dowy	komplikacji układu (dwie różne techniki wzmacniania), niebezpie-
trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej jakości wiązkistreczer o dużym roz- ciągnięciuprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- czasowym i magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego		czeństwo zawężania widma we wzmacniaczu laserowym oraz po-
jakości wiązkistreczer oprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- czasowym i magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiedniodzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego		trzeba stosowania chłodzenia kryształu, dla zapewnienia wysokiej
streczeroprosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne- dużym roz- go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiedniodzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego		jakości wiązki
dużymroz- ciągnięciugo lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze- krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiednio ukształtowa- ne ns impulsy pompującedzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	streczer o	prosta konstrukcja wzmacniacza dzięki wykorzystaniu komercyjne-
ciągnięciukrywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy- magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiedniodzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	dużym roz-	go lasera pompującego, wysoka sprawność dzięki wysokiemu prze-
czasowymimagane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to- lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiedniodzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	ciągnięciu	krywaniu czasowemu, ale skomplikowany układ streczera oraz wy-
ns pompąlerancja na błędy w ustawieniu kompresora.odpowiedniodzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	czasowym i	magane siatki o dużej aperturze do kompresji impulsów, niska to-
odpowiednio dzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt- ukształtowa nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	ns pompą	lerancja na błędy w ustawieniu kompresora.
ukształtowa- ne ns impulsy pompujące nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy- soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	odpowiednio	dzięki cylindrycznemu rozkładowi przestrzennemu oraz prostokąt-
ne ns impulsy soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi- pompujące nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	ukształtowa-	nemu profilowi czasowemu impulsu pompującego możliwa jest wy-
pompujące nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy- skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego	ne ns impulsy	soka sprawność przekazu energii (impuls wzmacniany także powi-
skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65% (zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompujacego	pompujące	nien być odpowiednio ukształtowany), co teoretycznie pozwala uzy-
(zleża od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompujacego		skać maksymalną sprawność przetwarzania na poziomie około 65%
		(zleżą od długości fal), ale: kosztowy układ lasera pompującego

We wszystkich przedstawionych konstrukcjach jednym z głównych celów było uzyskanie wysokiej sprawności transferu energii tak, aby moc szczytowa skompresowanych impulsów była możliwie wysoka. Stosowane metody, pozwalające na uzyskanie wysokiej sprawności przekazu energii we wzmacniaczach OPCPA zostały zebrane w Tabeli 5.3, wraz z omówieniem ich mocnych i słabych stron.

Warto nadmienić, że wspólną cechą wszystkich parametrycznych wzmacniaczy pompowanych impulsami nanosekundowymi jest niska tolerancja na błędy ustawienia kątów obydwu wiązek - Rysunek 2.9, co może wpływać na długoczasową stabilność wzmacniacza oraz jego powtarzalność.

W analogiczny sposób można podsumować zalety i wady omawianego wzmacniacza parametrycznego z czasowym przesuwaniem impulsów. Do głównych jego zalet należą: prostota układu eksperymentalnego, możliwość łatwej adaptacji w dotychczasowych układach ns lub w układach z kształtowanymi impulsami pompującymi oraz niska cena takiego układu (wszystkie elementy są komercyjnie dostępne). Do jego wad można zaliczyć: trudność optymalizacji układu, związaną w wieloma kryształami oraz niską tolerancję na błędy ustawienia geometrii wiązek (co jest cechą wspólną wszystkich nanosekundowych układów). Trudności te mogą zostać wyeliminowane poprzez zastosowanie, np. aktywnej stabilizacji wiązek, zarówno pompującej, jak i sygnałowej. Dodatkowo, kluczowe elementy układu powinny mieć możliwie zwartą konstrukcję, wykonaną ze stopów o niskiej rozszerzalności termicznej. Dzięki temu możliwe jest uzyskanie długoczasowej stabilności oraz powtarzalności układu.

Rozdział 6

Parametryczny wzmacniacz impulsów ultrafioletowych

W poprzednim rozdziale został opisany wzmacniacz parametryczny wysokiej mocy, pracujący w bliskiej podczerwieni. W tym rozdziale zostaną przedstawione wyniki nowatorskiej konstrukcji parametrycznego wzmacniacza ultrafioletowych impulsów femtosekundowych, wykorzystującej technikę OPCPA. Idea konstrukcji wzmacniacza OPCPA UV jest podobna do konstrukcji omówionej w poprzednim rozdziale z tą różnicą, że w tym przypadku długości fal, zarówno wiązki zasiewającej, jak i pompującej, są dwukrotnie mniejsze i wynoszą odpowiednio: $\lambda_p = 266$ nm oraz $\lambda_s \approx 400$ nm. Schemat blokowy opisywanego wzmacniacza został przedstawiony na Rysunku 6.1 a jego kluczowe elementy zostaną omówione w kolejnych podrozdziałach.



Rysunek 6.1: Schemat blokowy wzmacniacza parametrycznego OPCPA impulsów ultrafioletowych.

6.1 Laser pompujący

Dla wzmacniacza OPCPA UV, źródłem impulsów pompujących był ten sam laser co w przypadku wzmacniacza bliskiej podczerwieni (10 Hz, Nd:YAG, Continuum, PowerLite 8010). Zgodnie ze wzorem 2.6 oraz zasadą zachowania energii, długość fali wiązki pompującej powinna znajdować się w zakresie ultrafioletu. W tym celu laser został wyposażony w dodatkowy układ, pozwalający na generację czwartej harmonicznej z wiązki z fundamentalnej. Jako ośrodek nieliniowy został wykorzystany kryształ KDP, generujący druga harmoniczną z uprzednio podwojonej wiązki fundamentalnej. Energia impulsu czwartej harmonicznej wynosiła $E_p = 80$ mJ, co oznacza całkowitą sprawność procesu generacji czwartej harmonicznej na poziomie 7%. Dodatkowo ze względu na nieliniowość procesu, skróceniu uległ czas trwania impulsu do $\tau_p = 6$ ns. Wyższe wartości sprawności konwersji w tego typu laserach, można uzyskać wykorzystując kryształy CLBO [192–194]. Jednakże ze względu na trudności w obchodzeniu się z kryształem (jest on silnie higroskopijny), nie został on wykorzystany.

Znacząca absorpcja (zarówno liniowa, jak i dwufotonowa) wiązki pompującej w krysztale KDP, służącym do generacji czwartej harmonicznej (wynosząca około 10%) skutkuje efektami termicznymi w krysztale nieliniowym. Oznacza to, że absorbowana wiazka ultrafioletowa podnosi temperature kryształu. Ponieważ KDP ma stosunkowo wysoki współczynnik rozfazowania termicznego, wynoszący 0.0382 st./K [195], zmiana temperatury kryształu wpływa na zmianę współczynników załamania. Z tego powodu wraz z podgrzewaniem kryształu należy odpowiednio korygować kąta dopasowania fazowego tak, aby energia wyjściowa impulsu była maksymalna. Ze względu na iteracyjny charakter takiej procedury optymalizacji zajmuje ona około 1h - do momentu, gdy temperatura kryształu podniesie się odpowiednio wysoko, osiagając stan równowagi termicznej. Niestety, równowaga ta jest niestabilna, gdyż nawet chwilowe obniżenie energii wiazki fundamentalnej lub drugiej harmonicznej, skutkuje niższym chwilowym natężeniem wiązki ultrafioletowej, co powoduje obniżenie temperatury kryształu. Jednocześnie obniżenie temperatury zmienia warunek dopasowania fazowego, co powoduje dalsze obniżanie natężenia generowanej wiązki ultrafioletowej i dalsze ochładzanie kryształu. Pomimo tego, że ustawienie kryształu w stosunku do ustawienia optymalnego (przy pełnej mocy wiązki) nie uległo zmianie, tak rozfazowany kryształ praktycznie nie generuje wiązki ultrafioletowej. W takim przypadku procedurę optymalizacji lasera należy przeprowadzić od początku.

Ze względu na to, że detektory krzemowe nie są czułe na długość fali 266 nm, aby zarejestrować rozkład przestrzenny wiązki pompującej, wykorzystany został konwerter częstości. Rolę konwertera pełniła płytka kwarcowa z dodatkiem barwnika absorbującego w ultrafiolecie, którego fluorescencja znajdowała się w zakresie widzialnym. Obrazując taką płytkę na kamerze CCD, można zarejestrować profil przestrzenny wiązki ultrafioletowej, który został przedstawiony na Rysunku 6.2. Aby poprawnie wyznaczyć średnie natężenie wiązki oraz jej rozmiar, do zarejestrowanego profilu przestrzennego została dopasowana dwuwymiarowa funkcja super-Gaussa - Rysunek 6.2 b). Uzyskane parametry dopasowania to: $w_0 = 3.3$ mm oraz wykładnik super-Gaussa m = 5, co odpowiada natężeniu



Rysunek 6.2: Profil wiązki pompującej o długości fali $\lambda_p = 266$ nm na aperturze wyjściowej lasera. Wiązka zobrazowana została przy pomocy konwertera częstości; a) profil dwuwymiarowy, b) dopasowanie super-Gaussa do zmierzonego profilu.

szczytowemu na poziomie $I_{max} = 55 \text{ MW/cm}^2$. Zgodnie z argumentami przedstawionymi w Rozdziale 2, docelowe natężenie wiązki pompującej na krysztale BBO powinno wynosić 120 MW/cm². Aby uzyskać takie nateżenie, wykorzystano teleskop o powiekszeniu 1:0.67. Długość ogniskowych soczewek dobrano w taki sposób, aby spełnić warunek teleskopu przekazującego. Przy odległości kryształu BBO od apertury wyjściowej lasera wynoszacej 1.5 m, wyliczone ogniskowe soczewek teleskopu wynosza 500 mm i 750 mm. Dodatkowo teleskop ten został wyposażony w próżniowy tubus, zabezpieczający przed tworzeniem plazmy w powietrzu. W torze wiązki pompującej wstawiono układ kontroli energii impulsu, składający się z półfalówki oraz polaryzatora cienkowarstwowego, co pozwoliło na płynną kontrolę energii impulsu pompującego. Ze względu na długość fali lasera (ultrafiolet), bardzo ważnym aspektem jest zachowanie wysokiej czystości powierzchni elementów optycznych, ze względu na niebezpieczeństwo ich zniszczenia. Przyjemną własnością tej długości fali jest fakt, że ochronę przed promieniowaniem wiązki stanowią zwykłe plastikowe okulary ochronne (bezbarwne w świetle widzialnym, jednocześnie nieprzepuszczające ultrafioletu), co znacznie podnosi komfort i zapewnia bezpieczeństwo pracy.

6.2 Generacja szerokopasmowej drugiej harmonicznej

Analizując profil wzmocnienia parametrycznego otrzymanego dla kryształu BBO przy pompowaniu laserem o długości fali 266 nm (Rysunek 2.16), można odczytać, że pasmo wzmocnienia mieści się w zakresie fal o długości 380–430 nm. Ze względu na niskie wzmocnienie skrajnych fragmentów pasma, ograniczających jednocześnie rozciągnięcie czasowe impulsu zasiewającego, jako pasmo robocze wzmacniacza został wybrany region o płaskiej charakterystyce wzmocnienia w zakresie: 385 – 425 nm. Najprostszą metodą, pozwalającą na generację spójnego widma w zakresie bliskiego ultrafioletu, jest generacja drugiej harmonicznej z femtosekundowego oscylatora o centralnej długości fali 800 nm. W procesie tym dwa fotony z wiązki fundamentalnej o częstości $\omega/2$ łączą się w jeden foton wiązki ultrafioletowej o częstości dwukrotnie większej ω . W przypadku, gdy widmo impulsów ma znaczną szerokość, obok procesu SHG, możliwy jest także proces, który spełnia następującą równość: $\omega_1 + \omega_2 = \omega$. Tego typu proces określany jest jako dodawanie częstości SFG (ang. Sum Frequency Generation). W procesie SFG tę samą częstość światła otrzymać można na nieskończenie wielu ścieżkach a wynik końcowy zależy względnych faz.

Jak wiadomo z poprzednich rozdziałów, czynnikiem decydujący o sprawności procesu parametrycznego (jakim są procesy SHG i SFG), jest wielkość niedopasowania falowego Δk . Aby przetwarzanie było efektywne, musi być spełniony warunek dopasowania fazowego $\Delta k = 0$, który dla procesu generacji drugiej harmonicznej można zapisać w następującej postaci:

$$\Delta k = k_{400} - 2k_{800} = \frac{2\pi}{400 \text{ nm}} (n_{400} - n_{800}) \tag{6.1}$$

Dla procesu SHG warunek idealnego dopasowania fazowego oznacza równość współczynników załamania dla wiązki fundamentalnej i wiązki o podwojonej częstości. Warunek ten można spełnić poprzez dobór polaryzacji wiązki fundamentalnej oraz odpowiednią orientację kryształu nieliniowego. Ze względu na dyspersję współczynnika złamania dla ustalonego kąta θ pomiędzy osią optyczną a kierunkiem wiązki fundamentalnej, warunek idealnego dopasowania fazowego jest spełniony jedynie na wybranej długości fali. Na Rysunku 6.3 a) schematycznie została przedstawiona sytuacja, dla której różne długości fal przetwarzane są pod różnymi kątami θ . W części b) tego samego rysunku został przedstawiony



Rysunek 6.3: Proces generacji drugiej harmonicznej, a) różne długości fali przetwarzane są różnymi kątami θ , b) wykres zależności kąta dopasowania θ w funkcji długości fali dla kryształu BBO.

wykres zależności kąta dopasowania fazowego θ w funkcji długości fali wiązki

fundamentalnej dla kryształu BBO w procesie typu I ooe - patrz wzór (1.16).

Dla zadanego kąta θ napisać można analityczne wyrażenie na amplitudę spektralną wygenerowanego pola SH (ang. Second Harmonic):

$$\widetilde{\epsilon_2}(\omega_0) = \int_0^\infty \widetilde{\epsilon_1}(\omega_0/2 + \Omega)\widetilde{\epsilon_1}(\omega_0/2 - \Omega)d\Omega \times \Gamma L \operatorname{sinc}(\Delta k(\omega_0)L/2)$$
(6.2)

gdzie ϵ jest zespoloną amplitudą pola elektrycznego fali fundamentalnej lub fali o podwojonej częstości, L jest długością kryształu a Γ czynnikiem materiałowym, zdefiniowanym jako:

$$\Gamma = -i\frac{\omega_0 d_{eff}}{2n_{400}c} \tag{6.3}$$

Korzystając ze wzoru (6.2), można napisać wyrażenie na widmo drugiej harmonicznej jako kwadrat modułu pola elektrycznego:

$$I(\omega_0) = \left| \int_0^\infty \widetilde{\epsilon_1}(\omega_0/2 + \Omega)\widetilde{\epsilon_1}(\omega_0/2 - \Omega)d\Omega \right|^2$$

$$\times (\Gamma L \operatorname{sinc}(\Delta k(\omega_0)L/2))^2$$
(6.4)

Analizując wyrażenie na widmo drugiej harmonicznej, można zauważyć, że jego kształt w sposób nietrywialny zależy od fazy pola wiązki fundamentalnej. W szczególności, odpowiednio kształtując fazę spektralną impulsów fundamentalnych można wygenerować tak zwany ciemny impuls [196], który nie generuje drugiej harmonicznej o częstości ω .

Dodatkowo analiza wzoru (6.2) pokazuje, że wydajność procesu (w przypadku nienasyconym) zależy kwadratowo od długości kryształu. Jednakże w przypadku przetwarzania impulsów o szerokim widmie, warunek idealnego dopasowania fazowego jest spełniony jedynie dla centralnej częstości $\Delta k(\omega_0) = 0$. Dla pozostałych częstości natężenie drugiej harmonicznej będzie znacznie niższe, ze względu na niedopasowanie fazowe i związanym z nim czynnik filtrujący sinc $(\Delta k(\omega)L/2)^2$. W przypadku, gdy niedopasowanie fazowe $\Delta kL = 2\pi$ funkcja przyjmuje wartość sinc $(\pi) = 0$, co oznacza, że natężenie SH spada do zera. Tak więc, wydłużanie kryształu pozwala zwiększyć natężenie drugiej harmonicznej na wybranej długości fali, jednocześnie widmo SH ulega zawężeniu. Z drugiej strony w cienkim kryształe możliwe jest szerokopasmowe przetwarzanie impulsów, jednakże z bardzo niską sprawnością. Obydwie sytuacje obrazowo przedstawione zostały na Rysunku 6.4.

Metodą pozwalającą na jednoczesne przetwarzanie szerokiego widma, przy zachowaniu wysokiej sprawności, jest metoda achromatycznej generacji drugiej harmonicznej ASHG (ang. Achromatic Second Harmonic Generation) [197–205]. Idea polega na odpowiednim ukształtowaniu czirpu kątowego wiązki fundamentalnej (różne długości fali propagują się pod różnymi kątami). Celem jest nadanie wiązce takiego czirpu kątowego, aby był on możliwie bliski zależności kątowej dopasowania fazowego od długości fali $\theta(\lambda)$ - Rysunek 6.3 a). Gdy warunek ten jest



Rysunek 6.4: Generacja drugiej harmonicznej ze źródła szerokopasmowego w przypadku cienkiego oraz grubego kryształu.

spełniony, wówczas każda z częstości wiązki fundamentalnej z osobna spełnia warunek idealnego dopasowania fazowego, co pozwala na znaczne wydłużanie kryształu, bez zawężania widma SH. Analogiczna idea została wykorzystana także w układach wzmacniaczy parametrycznych typu NOPA, gdzie czirp kątowy wiązki pompującej pozwolił dodatkowo poszerzyć pasmo wzmocnienia parametrycznego [206,207], umożliwiając w teorii wzmacnianie widma o szerokości większej niż jedna oktawa.

Metodą, pozwalającą na wytworzeniu zadanego czirpu kątowego, jest użycie elementów dyspersyjnych, takich jak: pryzmaty, siatki dyfrakcyjne czy grismy (połączenie pryzmatu z siatką dyfrakcyjną). Ze względu na wysoką efektywność oraz dowolność w doborze materiałów, w tego typu układach preferowane jest rozwiązanie z linią pryzmatyczną. Jego wadą jest stosunkowo niewielki czirp kątowy, wprowadzany przez pojedynczy pryzmat. Aby uzyskać odpowiednią wielkość czirpu, stosuje się układy złożone z wielu pryzmatów [200,203] bądź pojedynczego pryzmatu w połączeniu z układem powiększającym dyspersję kątową [202]. Wykorzystując ideę achromatycznego przetwarzania częstości, zaprojektowany został układ przetwarzania, wykorzystujący dwa pryzmaty oraz soczewke służaca do powiększania dyspersji katowej wiazki. Schemat układu ASHG został przedstawiony na Rysunku 6.5. Układ składa się z linii dyspersyjnej, złożonej z dwóch pryzmatów, w której pierwszy pryzmat odpowiedzialny jest za wytworzenie w wiązce czirpu kątowego, a drugi identyczny pryzmat zamienia czirp kątowy na czirp przestrzenny. Tak rozszczepiona wiązka przechodzi przez płytkę półfalową, obracającą jej polaryzację z p na s tak, aby zapewnić warunek dopasowania fazowego typu I. Następnie soczewka L ogniskuje tak rozszczepioną wiazkę na krysztale BBO. Wielkość dyspersji katowej wprowadzanej przez pierwszy pryzmat $\alpha(\lambda)$ zależy od: kata padania na pryzmat, jego kata łamiacego oraz materiału, z którego jest on wykonany. Dodatkowo wielkość dyspersji katowej



Rysunek 6.5: Układ do achromatycznej generacji drugiej harmonicznej składający się z dwóch pryzmatów SF10, soczewki L, płytki półfalowej HWP, kryształu BBO, lustra sferycznego M oraz pryzmatu kwarcowego Q (służącego do ponownego złożenia wiązki).

można skalować w sposób liniowy, dobierając odpowiednio ogniskową soczewki L. Powiększenie czirpu kątowego m, wprowadzanego przez soczewkę jest równe stosunkowi odległości między pryzmatami D i ogniskowej soczewki f, dzięki czemu uzyskuje się dyspersję kątową wynoszącą:

$$\beta(\lambda) = m\alpha(\lambda), \quad \text{gdzie:} \quad m = \frac{D}{f}$$
(6.5)

Parametry układu wprowadzającego czirp kątowy dobrano przy pomocy programu, pozwalającego ma modelowanie procesu achromatycznej generacji drugiej harmonicznej. W pierwszym etapie wyliczany został kąt ugięcia wiązki na pierwszym pryzmacie w funkcji długości fali $\alpha(\lambda)$, w zależności od kąta padania, kąta łamiącego oraz materiału pryzmatu. Dodatkowo wielkość dyspersji kątowej była liniowo skalowana poprzez wprowadzenie dodatkowego parametru m - mnożnika czirpu kątowego - doświadczalnie realizowanego przez soczewkę L. Następnie, korzystając z prawa Snella oraz formuł Sellmeiera dla kryształu BBO, dla każdej długości fali wyliczany był kąt propagacji względem kierunku osi optycznej $\Gamma(\lambda)$.

Dla każdej długości fali λ propagującej się pod kątem Γ względem osi optycznej generowana jest wiązka drugiej harmonicznej o długości fali dwukrotnie mniejszej, propagującej się pod tym samy kątem, co wiązka fundamentalna. Korzystając ze wzoru na współczynnik załamania dla wiązki nadzwyczajnej oraz formuły Sellmeiera, można wyliczyć współczynnik załamania dla wiązki podwojonej $n_{\lambda/2}(\Gamma)$ oraz długość wektora niedopasowania falowego Δk :

$$\Delta k = 2\frac{2\pi n_{\lambda}}{\lambda} - \frac{2\pi n_{\lambda/2}}{\lambda/2} \tag{6.6}$$

Mając wielkość $\Delta k(\lambda)$ oraz grubość kryształu *L*, można wyliczyć kształt funkcji sinc² ($\Delta k(\lambda)L/2$) korzystając ze wzoru (6.4), co pozwala na wyliczenie kształtu

profilu przetwarzania procesu SHG¹.

Odpowiedni dobór parametrów pryzmatów oraz powiększenia m, pozwala spełnić warunek $\Delta k \approx 0$ w szerokim zakresie widma, centrowanym wokół 400 nm. Warunek dopasowania fazowego oznacza, że dyspersja kątowa wiązki fundamentalnej $\Gamma(\lambda)$ jest bliska zależności kątowej dopasowania fazowego $\theta(\lambda)$ - Rysunek 6.3 b).

Procedura doboru parametrów, została przeprowadzona dla brewsterowsko wyciętych pryzmatów, wykonanych z różnych materiałów, dla kąta padania odpowiadającego warunkowi minimalnego ugięcia. Tak wyliczone optymalne krzywe czynnika filtrującego sinc²($\Delta kL/2$) (przy założeniu kryształu BBO o grubości 2 mm) zostały przedstawione na Rysunku 6.6, wraz z wymaganym parametrem skalującym m.



Rysunek 6.6: Achromatyczna generacja drugiej harmonicznej w krysztale BBO o grubości 2 mm. Wykresy funkcji $\operatorname{sinc}^2(\Delta kl/2)$, wyznaczającej kształt profilu przetwarzania, wyliczonej dla różnych pryzmatów, wraz z wymaganą wielkością powiększenia czirpu kątowego *m*. Obszarem zakreskowanym oznaczono pasmo wzmocnienia wzmacniacza parametrycznego UV.

Dodatkowo na tym samym wykresie kolorem szarym został zaznaczony obszar, dopowiadający pasmu wzmocnienia parametrycznego dla wzmacniacza OPC-PA UV. Analizując krzywe czynnika filtrującego, można zauważyć, że dla pryzmatów wykonanych z materiałów F1 oraz SF10, pasmo SH dobrze przekrywa się z pasmem wzmocnienia parametrycznego. Z tych dwóch materiałów preferowany jest pryzmat wykonany ze szkła SF10, ze względu na wyższą dyspersję kątową,

¹Rzeczywiste widmo wygenerowanej drugiej harmonicznej zależy dodatkowo od kształtu widma wejściowego oraz jego fazy spektralnej. Jednakże obwiednia wyznaczona jest przez kształt czynnika filtrującego sinc²($\Delta kL/2$).

co przekłada się na zmniejszenie czynnika mnożącego czirp kątowy: 11 vs. 18. W praktyce, przekłada to się na krótszą odległość między pryzmatami, przy zadanej długości ogniskowej soczewki. Z tego powodu oraz ze względu na łatwiejszą dostępność jako materiał pryzmatu wybrane zostało szkło SF10.

Dobierając ogniskową soczewki f, należy mieć na uwadze długość ogniska tzw. zasięg Rayleigh'a - tak, aby był on porównywalny z grubością kryształu. Gdy jest on zbyt krótki, wiązka dyfrakcyjnie powiększa swój rozmiar wewnątrz kryształ, tym samym spada jej natężenie i związana z nim sprawność przetwarzania. W przypadku, gdy długość ogniska jest zbyt duża, rozmiar przewężenia wiązki nie jest optymalnie dobrany (jest ono zbyt duże), co także skutkuje obniżeniem sprawności przetwarzania. Ze wzoru na natężenie drugiej harmonicznej (6.4) wynika, że dla idealnego dopasowania fazowego zależy ono w sposób kwadratowy od natężenia wiązki fundamentalnej oraz długości kryształu $I_{SHG} \sim (I_{fund}L)^2$. Oznacza to, że przy zachowaniu warunku, że zasięg Rayleigh'a jest równy grubości kryształu, sprawność procesu SHG nie zależy od grubości kryształu. Wynika to z faktu, że rozmiar wiązki w_0 jest powiązany z długością kryształu następującą zależnością:

$$L = z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \sim \frac{1}{I_{fund}} \tag{6.7}$$

Zatem parametr ${\cal I}_{fund} L$ jest stały dla optymalnie dobranego warunku ogniskowania.

To proste rozumowanie nie daje wskazówki, co do wyboru długości kryształu. Potrzebne są inne, dodatkowe kryteria. Jeśli uwzględnimy czynnik niedopasowania fazowego ΔkL , preferowany jest krótki kryształ tak, aby nie zawężać pasma przetwarzania. Z drugiej jednak strony, ze względu na wymaganą wtedy soczewkę o krótkiej ogniskowej oraz ze względu na szerokie widmo wejściowe, skutkować to może aberracjami, obniżającymi sprawność procesu przetwarzania. Jako kompromis został wybrany kryształ o grubości 2 mm, dla którego wiązka podczerwona powinna mieć rozmiar ogniska wynoszący $w'_0 = 22 \ \mu$ m. Zakładając, że wiązka podczerwona na wejściu do układu ma rozmiar $w_0 = 1.1$ mm, można wyliczyć ogniskową soczewki f, dającą odpowiedni rozmiar ogniska, która w tym przypadku wynosi f = 75 mm.

Dla pryzmatu z SF10, o kącie łamiącym $\alpha = 60^{\circ}$ i kącie padania wiązki $\beta = 59^{\circ}$, wyliczony optymalny parametr powiększenia wynosi m = 11.1, co w połączeniu z ogniskową soczewki f oraz wzorem (6.5), pozwala wyliczyć odległość między pryzmatami D wynoszącą 832 mm. Tak dobranym parametrom odpowiada profil przetwarzania przedstawiony na Rysunku 6.7 - czarna linia. Dodatkowo na tym samym rysunku linią koloru niebieskiego wyrysowany został argument funkcji sinc, równy $\Delta kL/2$ oraz kształt widma drugiej harmonicznej dla kryształu o tej samej grubości, wyliczonego dla przypadku przetwarzania częstości bez czirpu kątowego wiązki fundamentalnej. Szerokość połówkowa tak przetworzonego widma wynosi zaledwie $\Delta \lambda = 1.2$ nm, co jest wielkością przeszło 100-krotnie mniejszą niż w przypadku przetwarzania achromatycznego.

Zależność kształtu czynnika filtrującego od dokładności ustawienia odległości między pryzmatami, a tym samym od wielkości powiększenia m, została przedstawiona na Rysunku 6.7 b) skąd można odczytać, że wymagana precyzja ustawienia



Rysunek 6.7: Generacja achromatycznej drugiej harmonicznej, a) optymalny profil przetwarzania (linia czarna) wraz z argumentem funkcji sinc (linia niebieska) oraz pasmem wzmocnienia parametrycznego (kolor szary). Dodatkowo wyrysowany został kształt widma SH, dla konfiguracji SHG bez czirpu kątowego (kolor czerwony). Rysunek b) zależność profilu przetwarzania w ASHG od parametru powiększenia m.

odległości D jest na poziomie 1%.

Druga część zagadnienia to kompensacja czirpu kątowego wytworzonej drugiej harmonicznej tak aby otrzymać skolimowaną wiązkę impulsów ultrafioletowych. Druga harmoniczna propaguje się w krysztale z tym samym czirpem kątowym, co wchodząca wiązka fundamentalna, tj. $\Gamma(\lambda)$. Ze względu na to, że propaguje się ona jako fala nadzwyczajna, jej współczynnik złamania zależy nie tylko od długości fali, ale także od kąta propagacji Γ . Znając tę zależność korzystając z prawa Snella można dość precyzyjnie wyliczyć wielkość czirpu kątowego w powietrzu. Wyjściowy czirp wiązki drugiej harmonicznej, kompensowany był także przy pomocy pryzmatu, w sposób podobny jak dla wiązki fundamentalnej. Odpowiedni dobór powiększenia m' czirpu kątowego wiązki SH oraz pryzmatu kolimującego, pozwala na złożenie wygenerowanej drugiej harmonicznej w skolimowaną wiązkę laserową. Jako materiał pryzmatu kolimującego, został wybrany kwarc topiony, ze względu na wymagane niewielkie powiększenie kątowe m' = 9.96, dostępność, trwałość oraz niskie koszty tego materiału.

Porównanie zależności dyspersji kątowej układu kolimującego z dyspersją kątową wygenerowanej wiązki SH, zostało przedstawione na Rysunku 6.8 a). Na Rysunku 6.8 b) została wyrysowana różnica pomiędzy czirpem kątowym układu kolimującego a czirpem kątowym wygenerowanej drugiej harmonicznej, wyliczona dla pryzmatów wykonanych z takich szkieł, dla których złożona wiązka miała najmniejszą resztkową dyspersję kątową.

Dla pryzmatu wykonanego z LiSAF, czirp resztkowy wiązki wyjściowej byłby najmniejszy, jednakże ze względu na duży mnożnik kątów m', jest on mało praktyczny. Innymi materiałami dość dobrze kompensującymi czirp kątowy wiązki są CaF₂ oraz MgF₂. Jednakże i w tym przypadku wymagane powiększenia są o przeszło 50% większe niż dla kwarcu topionego. Dodatkowo ze względu na ich



Rysunek 6.8: Rysunek a) dyspersja kątowa wiązki drugiej harmonicznej (linia czerwona) oraz dyspersja kątowa układu kolimującego (linia czarna) dla pryzmatu z kwarcu topionego. Rysunek b) przedstawia resztkowy czirp kątowy wiązki ultrafioletowej dla pryzmatów wykonanych z różnych materiałów.

kruchość, praca z nimi jest znacznie utrudniona.

W układzie kompensacji czirpu wiązki SH ze względu na jej szerokie widmo w zakresie ultrafioletu i związane z tym ewentualne aberracje (m.in. chromatyczna), zamiast soczewki skupiającej, zostało wykorzystane lustro sferyczne o ogniskowej f' = 150 mm. Dodatkowo układ kolimujący został uproszczony do konfiguracji z pojedynczym pryzmatem kolimującym (zamiast dwóch, jak w przypadku wiązki fundamentalnej) - patrz Rysunek 6.5. Powiększenie kątowe, zdefiniowane jest w tym przypadku przez ogniskową lustra sferycznego f' oraz odległość kryształu BBO od lustra x, zgodnie ze wzorem soczewkowym Newtona:

$$m' = \frac{f'}{x - f'} \tag{6.8}$$

W odległości M'x od lustra, tj. w płaszczyźnie, gdzie obrazowana jest powierzchnia kryształu BBO, wstawiony został pryzmat kwarcowy - kompensujący dyspersję kątową wiązki ultrafioletowej. Rozmiar wiązki ultrafioletowej na powierzchni pryzmatu określony jest przez rozmiar przewężenia wiązki w krysztale oraz powiększenie układu kolimującego m' i wynosi $w_0 = 220 \ \mu$ m. Naturalna rozbieżność kątowa wiązki o takim rozmiarze jest porównywalna z resztkowym czirpem kątowy układu kolimującego. Oznacza to, że wygenerowana wiązka będzie miała nieznaczną kwadratową dyspersję kątową (człon liniowy czirpu może zostać całkowicie skompensowany).

Układ doświadczalny zestawiony został według schematu przedstawionego na Rysunku 6.5 a na Rysunku 6.9 znajduje się zdjęcie przedstawiające jego fizyczną realizację. Wiązka z oscylatora femtosekundowego na wejściu do układu generacji drugiej harmonicznej (i po układzie prowadzenia wiązki oraz teleskopie formującym) miała moc średnią na poziomie P = 500 mW. Moc wiązki podczerwonej, zmierzona w miejscu kryształu BBO (tj. po przejściu przez układ wprowadzania czirpu kątowego, soczewkę oraz płytkę falową) wynosiła P = 380 mW. Odległość



Rysunek 6.9: Zdjęcie po lewej stronie przedstawia układ generacji szerokopasmowej drugiej harmonicznej oraz teleskop formujący wiązkę ultrafioletową. Zdjęcie po prawej przedstawia zbliżenie na kryształ BBO z widocznym czirpem kątowym obydwu wiązek.

pomiędzy pryzmatami została ustawiona zgodnie z wyliczoną wartością parametru D, odpowiadającą optymalnemu profilowi przetwarzania. Precyzyjne ustawienie odległości pomiędzy pryzmatami polegało na takim dobraniu odległości pomiędzy nimi, aby podczas obracania kryształem BBO (zmiana kąta θ), widmo drugiej harmonicznej nie przesuwało się, a jedynie równomiernie zmieniało natężenie. Warunek ten oznacza jednakowe dopasowanie fazowe dla wszystkich długości fal². Warunek achromatyczności układu skupiającego wiązkę fundamentalną w krysztale BBO został potwierdzony przez rejestrację profili przestrzennych wiązki fundamentalnej w różnych odległościach od soczewki. Zmierzone profile przestrzenne wiązki fundamentalnej zostały przedstawione na Rysunku 6.10. Zgodnie z oczekiwaniem, w ognisku wiązka ma symetryczny gaussowski profil, co świadczy o tym, że wszystkie składowe spektralne schodzą się do tego samego punktu, co jest jednoznaczne z brakiem aberracji chromatycznej.

Zaletą układu wprowadzania dyspersji kątowej, wykorzystującej dwa pryzmaty, jest możliwość jednoczesnej kompresji impulsów femtosekundowych w sposób analogiczny jak w typowej linii dyspersyjnej. W takim układzie wielkość wprowadzanej fazy kwadratowej zależy od głębokości wsunięcia pierwszego pryzmatu w wiązkę podczerwoną. Dzięki temu możliwa jest kompensacja dyspersji, wprowadzanej przez pryzmaty SF10 a także pozostałe elementy optyczne znajdujące się w torze wiązki impulsów femtosekundowych. Dzięki temu możliwe jest uzyskanie krótkich impulsów w środku kryształu BBO, co oznacza zwiększenie sprawności przetwarzania na drugą harmoniczną poprzez zwiększenie mocy szczytowej impulsów. Moc średnia wygenerowanej wiązki ultrafioletowej zmierzona wprost za kryształem BBO (po odfiltrowaniu wiązki podczerwonej) wynosiła $P_{SHG} = 140$ mW, co oznacza, że sprawność przetwarzania, zdefiniowana jako sto-

 $^{^2 {\}rm Ze}$ względu na czirp kątowy wiązki fundamentalnej, istnieją dwie rozróżnialne konfiguracje kryształu BBO, dla których kąt dopasowania fazowego dla centralnej długości fali jest identyczny. W jednej z możliwa jest generacja szerokopasmowej SH, natomiast odwrotne wstawienie kryształu skutkuje wąskopasmową drugą harmoniczną.



Rysunek 6.10: Ogniskowanie wiązki z czirpem przestrzennym, w układzie achromatycznego przetwarzania częstości.

sunek mocy wiązki drugiej harmonicznej wprost za kryształem, do mocy wiązki fundamentalnej w miejscu kryształu była na poziomie 40%. Dla układów z impulsami pochodzącymi wprost z oscylatora femtosekundowego jest to wartość najwyższa z dotychczas zademonstrowanych.

Widmo tak wygenerowanej SH przedstawione zostało na Rysunku 6.11 - lina czarna - przy czym jej szerokość jest wystarczająca, aby w pełni wykorzystać szerokość pasma wzmocnienia parametrycznego we wzmacniaczu OPCPA UV.

Dodatkowo został wyliczony teoretyczny kształt widma drugiej harmonicznej - linia czerwona, obliczony z widma impulsów wejściowych (przedstawionego we wstawce rysunku), przy założeniu płaskiej fazy spektralnej. Widać, że obydwa widma istotnie różnią się od siebie. Wynika to z poczynionego założenia o płaskiej fazie spektralnej impulsów podczerwonych, które w przypadku stosowania linii pryzmatycznej, nie jest spełnione (linia pryzmatyczna wprowadza dodatkowa faze trzeciego rzedu TOD). Taka faza może w sposób istotny modyfikować kształt widma SH. Linia niebieska wyrysowane zostało widmo SH, wyliczone przy założeniu fazy trzeciego rzedu na poziomie $TOD = 14000 \text{ fs}^3$, co odpowiada dyspersji wprowadzanej przez zbudowaną linię pryzmatyczną. Dodatkowo założono pewna faze kwadratowa (zależna od głębokości wsunięcia pryzmatu), która przesuwa maksimum przetwarzanego widma na zadaną długość fali. Także i tym razem widma istotnie się różnia, w szczególności szerokościa, choć charakter obydwu krzywych pozostaje podobny. Rozbieżność te wytłumaczyć można tym, że w przypadku achromatycznego schematu przetwarzania czestości, różne składowe spektralne propaguja się pod różnymi katami, częściowo rozseparowując się w krysztale nieliniowym. Przestrzenna separacja widma zmniejsza udział procesu mieszania częstości, który jest odpowiedzialny za wpływ fazy spektralnej na kształt przetworzonego widma - wzór 6.4.

Potwierdzeniem wpływu fazy na kształt widma SH jest pomiar zależności kształtu widma w funkcji wsunięcia pierwszego pryzmatu w wiązkę, co odpowia-



Rysunek 6.11: Widmo impulsów ultrafioletowych wygenerowanych w układzie achromatycznego podwajania częstości - linia czarna. Linia czerwona przedstawia teoretyczny kształt widma SH, wyliczony z widma wejściowego, przy założeniu płaskiej fazy spektralnej, a kolor czerwony - widmo teoretyczne z dodatkową fazą wprowadzaną przez linię dyspersyjną. Dodatkowo we wstawce zostało przedstawione widmo wiązki fundamentalnej.

da zmianie wielkości fazy kwadratowej impulsów podczerwonych. Tak zmierzone widma zostały przedstawione na Rysunku 6.12.

Można zauważyć, że zmiana wielkości fazy kwadratowej, wpływa nie tylko na maksymalne natężenie SH; widoczne jest także systematyczne przesuwanie długości fali, której odpowiada maksimum sprawności przetwarzania. Takie zachowanie widma można wytłumaczyć obecnością znacznej fazy trzeciego rzędu, która wraz z dodatkową fazą kwadratową przesuwa położenie miejsca zerowania się drugiej pochodnej fazy: $GVD(\lambda) = 0$. Zmierzona wielkość przesunięcia maksimum przetwarzania w funkcji wsunięcia pryzmatu dobrze zgadza się z niezależną symulacją procesu przetwarzania impulsów femtosekundowych z dodatkową fazą trzeciego stopnia na poziomie TOD = 14000 fs³, co odpowiada parametrom zbudowanej linii pryzmatycznej.

Ze względu na krytyczne dopasowanie fazowe oraz niewielki rozmiar ogniska w stosunku do grubości kryształu kształt profilu przestrzennego wiązki ultrafioletowej jest modyfikowany przez efekt schodzenia wiązki ultrafioletowej, propagującej się w krysztale jako fala nadzwyczajna. Efekt ten powoduje, że wytworzona wiązka jest rozciągnięta w płaszczyźnie poziomej (zawierającej oś optyczną kryształu). Rysunki 6.13 a) oraz b) przedstawiają profile wiązki ultrafioletowej uzyskane dla kryształów o grubościach odpowiednio 2 oraz 3.8 mm. Na rysunku c) schematycznie wyjaśnione zostało zjawisko powstawania asymetrii wygene-



Rysunek 6.12: Zależność kształtu widma drugiej harmonicznej od głębokości wsunięcia pryzmatu w wiązkę fundamentalną.

rowanej wiązki ultrafioletowej. Aby skompensować rozciągniecie wiązki w jednej



Rysunek 6.13: Profile przestrzenne wiązki ultrafioletowej. Rysunki a) i b) przedstawiają profile wiązki wygenerowanej w krysztale BBO o grubościach 2 oraz 3.8 mm, a na rysunku c) schematycznie wyjaśnione zostało pochodzenie asymetrii wiązek. Rysunek d) - profil wiązki po cylindrycznym teleskopie formującym.

płaszczyźnie, zastosowany został teleskop z soczewkami cylindrycznymi o powięk-

szeniu 1:3.3 ($f_1 = 75 \text{ mm}$, $f_2 = 250 \text{ mm}$) dla kryształu o grubości 2 mm. Profil przestrzenny wiązki drugiej harmonicznej, po przejściu przez teleskop kolimujący oraz formujący teleskop cylindryczny, został przedstawiony na Rysunku 6.13 d). Niewielkie odstępstwa od profilu gaussowskiego (głównie w płaszczyźnie poziomej) są spowodowane najprawdopodobniej aberracjami, wprowadzanymi przez teleskop cylindryczny, którego soczewki miały grubość ponad 10 mm.

Zmierzony czirp kątowy dla płaszczyzny pionowej i poziomej tak uformowanej wiązki drugiej harmonicznej przedstawiony został na Rysunku 6.14. W płaszczyźnie pionowej wiązka nie wykazuje żadnego istotnego czirpu kątowego. Dla płaszczyzny poziomej wiązka nie ma czirpu liniowego (tzn. nie obserwuje się



Rysunek 6.14: Pomiar czirpu kątowego wiązki drugiej harmonicznej, w płaszczyźnie pionowej a) oraz w płaszczyźnie poziomej b).

zmiany centralnej długości fali w funkcji odległości od centrum wiązki), natomiast można zaobserwować niewielki czirp kwadratowy, objawiający się zmienną szerokością widma w zależności od położenia wiązki na spektrometrze. Czirp ten jest następstwem nieidealnego dopasowania dyspersji kątowej układu składania wiązki do dyspersji kątowej układu generującego wiązkę ultrafioletową - patrz Rysunek 6.8.

Wyjściowa wiązka ultrafioletowa, po przejściu przez układ teleskop formujący i kolimujący miała moc średnią wynoszącą $P_{SHG} = 130$ mW, co odpowiada energii impulsu ultrafioletowego na poziomie $E_{SHG} = 1.6$ nJ.

6.3 Układ rozciągania - kompresji impulsów

Aby zapewnić odpowiednie przekrywanie czasowe impulsu zasiewającego z impulsem pompującym, analogicznie jak w przypadku wzmacniacza OPCPA IR, ultrafioletowe impulsy zasiewające były rozciągane w układzie streczera siatkowego. W przypadku streczera UV udało się skompletować odpowiedni zestaw luster sferycznych (lustro wklęsłe R = -1000 mm, średnica 350 mm i lustro wypukłe R = 500 mm, średnica 150 mm), umożliwiających budowę streczera w konfiguracji Öffnera. Konfiguracja ta zapewnia znacznie mniejsze aberracje niż
konfiguracja Martineza, co oznacza, że faza resztkowa wprowadzana przez cały układ streczer-kompresor będzie znacznie mniejsza. W omawianym układzie ma to szczególne znaczenie, gdyż ze względu na znaczną absorpcję wiązki ultrafioletowej przez ciekłe kryształy modulatora, użycie układu kształtowania impulsów nie jest możliwe.

Przy zadanych średnicach luster sferycznych oraz szerokości pasma wzmocnienia parametrycznego, pozostałe parametry streczera dobrane zostały w taki sposób, aby zapewnić możliwie duże rozciągnięcie czasowe impulsów ultrafioletowych. Ze względu na dwukrotnie krótszą długość fali, w streczerze UV zostały użyte siatki dyfrakcyjne o gęstości 3000 rym/mm. Przy długości całkowitej siatki dyfrakcyjnej wynoszącej 150 mm, uzyskano maksymalne rozciągnięcie czasowe skrajnych składowych widma z zakresu 385 – 425 nm o 0.9 ns, przy kącie padania $\gamma = 29^{\circ}$ i parametrze rozciągnięcia g = 210 mm. Wykorzystując program do geometrycznej analizy układu streczer-kompresor (opisany w Rozdziałe 5), wykonano modelowanie układu rozciągania - kompresji impulsów femtosekundowych a wyniki zostały przedstawione na Rysunku 6.15. Dla takiego układu



Rysunek 6.15: Właściwości układu streczer-kompresor w konfiguracji Offnera. Kolejne wykresy przedstawiają: opóźnienia grupowe, opóźnienia resztkowe, fazę resztkową oraz czirp kątowy wiązki wyjściowej.

streczer-kompresor, ze względu na niewielkie aberracje streczera, faza resztkowa układu (głównie faza czwartego rzędu) jest ponad 200 krotnie mniejsza niż w przypadku streczera we wzmacniaczu OPCPA IR. Dzięki temu nie powinna ona w istotny sposób wpływać na czas skompresowanych impulsów femtosekundowych. Ponadto czirp kątowy w omawianym streczerze jest ponad 10 krotnie mniejszy niż naturalna rozbieżność wiązki o przewężeniu $w_0 = 1$ mm, zatem nie powinien on wpływać na jakości wiązki. Precyzyjne ustawienie układu streczer-kompresor tak, aby jego dyspersja była bliska zerowej, zrealizowane zostało z wykorzystaniem techniki interferencji spektralnej (omówionej w Rozdziale 5), przy pomocy impulsów ultrafioletowych wygenerowanych w układzie achromatycznej generacji drugiej harmonicznej.

Zmierzona faza resztkowa wprowadzana przez układ streczer-kompresor została przedstawiona na Rysunku 6.16. Dodatkowo na tym samym wykresie, linią koloru czerwonego, wykreślona została teoretyczna faza resztkowa dla omawianego układu. Można zauważyć wysoką zgodność wyników modelowania z doświadczeniem, co potwierdza poprawne ustawienie układu kompresji impulsów.



Rysunek 6.16: Faza układu streczer-kompresor, z układem streczera w konfiguracji Öffnera. Czarna linia - faza zmierzona techniką SPI, kolor czerwony - faza wyliczona. Na wykresie b) przedstawiony został interferogram, z którego faza była odzyskana.

Ze względu na niskiej jakości pokrycia metaliczne luster sferycznych oraz niewielką wydajność siatek w ultrafiolecie, całkowita sprawność transmisji przez układ streczera wyniosła tylko 10%. Odpowiada to mocy średniej wiązki rozciągniętych impulsów na poziomie P = 12 mW.

6.4 Modelowanie numeryczne wzmacniacza UV

W przypadku wzmacniacza parametrycznego pracującego w ultrafiolecie, ze względu na krótką długość fali lasera pompującego - 266 nm, efekty związane z jej absorpcją w krysztale BBO nie są zaniedbywalne. Aby uzyskać poprawne wyniki symulacji działania wzmacniacza OPCPA UV, należy uwzględnić straty w krysztale BBO, wynikające z liniowej oraz dwufotonowej absorpcji wiązki pompującej. Dla kryształu BBO linowa absorpcja na długości fali lasera pompującego mieści się w granicy $0.04 - 0.09 \text{ cm}^{-1}$ [47–49] a dwufotonowa absorpcja, w zależności od kąta propagacji wiązki ultrafioletowej, wynosi 0.47 - 0.93 cm/GW [47,50–53]. Dla wiązki pompującej, propagującej się jako fala nadzwyczajna pod kątem $\theta = 53^\circ$, przyjęto współczynniki absorpcji dwufotonowej na poziomie $\beta = 0.7 \text{ cm/GW}$.

Zgodnie z wynikami modelowania numerycznego wzmacniacza parametrycznego w ultrafiolecie (Rozdział 2), szerokopasmowe wzmocnienie uzyskuje się dla wiązki pompującej propagującej się pod kątem $\theta = 52.752^{\circ}$, przy kącie niewspółliniowości wynoszącym $\alpha = 6.259^{\circ}$. Dla takiej konfiguracji wiązek, wyliczony efektywny współczynniki nieliniowości wynosił $d_{eff} = 1.5 \text{ pm/V}$ [19].

Widmem wejściowym do przestrzennej symulacji wzmacniacza OPCPA UV było zmierzone widmo układu ASHG, które następnie zostało rozciągnięte w czasie zgodnie z funkcją opóźnienia grupowego streczera $\tau(\lambda)$. W symulacjach przestrzennych założono kryształ BBO o długości 21 mm. Taka długość zapewnia z jednej strony niewielką separację przestrzenną wiązek (o 0.6 mm dla konfiguracji kompensującej schodzenie), z drugiej zaś, jest wystarczająca, aby w konfiguracji wieloprzejściowej zapewnić nasycenie wzmacniania na trzecim przejściu przez kryształ BBO.

W symulacji założono energię impulsu zasiewającego na poziomie 125 pJ, co odpowiada mocy średniej wiązki zasiewającej $P_{seed} = 10$ mW mierzonej na powierzchni kryształu. Rozmiar wiązki pompującej, dobierany był w taki sposób, aby natężenie szczytowe wynosiło 120 MW/cm², przy energii impulsu pompującego $E_p = 80$ mJ i czasie trwania równym 6 ns. Odpowiada to rozmiarowi wiązki pompującej $w_0 = 2.2$ mm, zakładając wykładnik funkcji super-Gaussa m = 5. Przy długości kryształu L = 21 mm oraz rozmiarze wiązki zasiewającej $w_0 = 1.8$ mm, energia impulsu wzmacnianego po trzecim przejściu przez kryształ powinna wynosić około 2.5 mJ, przy prawie prostokątnym kształcie widma wyjściowego.

Ewolucja czasowa profilu wiązki pompującej, z widocznym obszarem znacznego przelewania energii, dla trzeciego przejścia wiązki wzmacnianej przez kryształ BBO, została przedstawiona na Rysunku 6.17.



Rysunek 6.17: Ewolucja czasowa profilu wiązki pompującej z widocznym obszarem znacznego zubożenia wiązki pompującej.

6.5 Wzmacniacz UV czteroprzejściowy

Wymagana precyzja ustawienia kątów dla wzmacniacza OPCPA UV, dużo wyższa niż dla wzmacniacza w podczerwieni, jest na granicy rozdzielczości kątowej precyzyjnych kiwaczy. Z tego powodu została zmieniona procedura wstępnego ustawianie katów θ oraz α . W pierwszym kroku przy ustalonym kierunku propagacji wiazki pompujacej optymalizowany był kat dopasowania fazowego θ , na podstawie obserwacji widma fluorescencji parametrycznej. W tym celu w odległości 50 cm od kryształu pod kątem około 10° od wiązki pompującej (co odpowiada kątowi niewspółliniowości α w krysztale) została ustawiona soczewka o ogniskowej f = 50 cm. Dzięki takiemu ustawieniu, w odległości f za soczewką powstaje płaszczyzna fourierowska, tj. płaszczyzna w której następuje zamiana katów światła wychodzącego z kryształu na położenie. Umieszczając w tej płaszczyźnie spektrometr z waska szczelina, dla danego kata θ wiazki pompujacej można zarejestrować widmo fluorescencji generowanej pod ściśle określonym katem α . Zmiana położenia spektrometru w płaszczyźnie fourierowskiej odpowiada skanowaniu kata α , dla którego rejestrowana jest fluorescencja. Jednocześnie zmieniając kat dopasowania θ , poprzez obrót kryształu, łatwo można odnaleźć taki zestaw katów, dla którego widmo rejestrowanej fluorescencji parametrycznej jest szerokie. Dzięki temu, jednoznacznie ustalony zostaje optymalny kąt dopasowania fazowego θ .

Procedurę optymalizacji kątów, przy pomocy widma fluorescencji parametrycznej, przeprowadzono dla dwóch różnych konfiguracji teleskopu wiązki pompującej. W pierwszej konfiguracji, teleskop obrazujący wiązkę pompującą miał długość 1200 mm, przy ogniskowych soczewek wynoszących 750 oraz 500 mm. Choć długość teleskopu nie jest równa sumie ogniskowej soczewek, to zapewnia ona kolimację wiązki pompującej. W drugiej konfiguracji, długość teleskopu wynosiła $f_1 + f_2 = 1250$ mm, ale wiązka pompująca, po przejściu przez teleskop, była lekko zbieżna. Dla obydwu konfiguracji rozmiar wiązki pompującej na powierzchni kryształu był taki sam, co oznacza równość natężeń wiązki pompującej w kryształe BBO dla obydwu konfiguracji.

Zarejestrowane widmo fluorescencji parametrycznej dla optymalnego zestawu kątów oraz obydwu konfiguracji teleskopu wiązki pompującej wraz z wyliczonym profilem wzmocnienia parametrycznego zostały przedstawione na Rysunku 6.18.

Można zauważyć, że dla konfiguracji teleskopu ze skolimowaną wiązką pompującą - linia niebieska - widmo fluorescencji parametrycznej jest znacznie węższe niż dla konfiguracji z wiązką zbieżną - linia czarna. Dodatkowo w przypadku drugiej konfiguracji teleskopu sygnał fluorescencji parametrycznej był prawie trzykrotnie wyższy niż dla konfiguracji pierwszej, co świadczy o wyższym współczynniku wzmocnienia dla takiego ustawienia teleskopu. Pochodzenie tego zjawiska nie jest jasne. Ze względu na znacznie wyższy współczynnik wzmocnienia oraz szersze pasmo wzmocnienia, jako konfiguracja docelowa teleskopu obrazującego została wybrana konfiguracja ze zbieżną wiązką pompującą.

Niezwykła czułość procesu parametrycznego na ustawienie geometrii wiązek została potwierdzona doświadczalnie - Rysunek 6.18 b). Pokazuje on zmierzony profil fluorescencji parametrycznej w sytuacji, gdy kąt dopasowania fazowego θ został zmieniony o $\Delta \theta = 0.05^{\circ}$. Dodatkowo na tym samym rysunku pokazano teoretyczny profil wzmocnienia parametrycznego dla odstrojenia od optymalnego kąta o wartość $\Delta \theta = 0.05^{\circ}$.



Rysunek 6.18: Widma fluorescencji parametrycznej a) dla dwóch różnych ustawień teleskopu wiązki pompującej, b) gdy kąt ustawienia kryształu zmieniony został o $\Delta \theta = 0.05^{\circ}$, wraz z wyliczonym teoretycznym profilem fluorescencji - kolor fioletowy. Kolorem czerwonym wyrysowano wyliczony kształt profilu wzmocnienia parametrycznego dla optymalnego zestawu kątów.

Podczas dobierania optymalnej geometrii zauważono, że po włączaniu lasera pompującego kształt profilu wzmocnienia parametrycznego ulega znacznym zmianom. Z tego powodu optymalny zestaw kątów ustawiany był po pewnym czasie od włączenia lasera. Dla tak ustawionych kątów, zarejestrowano ewolucję widma fluorescencji w odstępach 20 s od momentu odsłonięcia wiązki pompującej, a wyniki przedstawia Rysunek 6.19. Widoczna ewolucja kształtu widma fluorescencji świadczy najprawdopodobniej o obecności efektów termicznych występujących w krysztale BBO. Szersze omówienie tego zjawiska znajduje się w kolejnym podrozdziale rozprawy.

Przy optymalnie ustawionym kącie kryształu θ oraz kącie rejestracji fluorescencji α (dla której rejestrowana fluorescencja ma szerokie widmo), nie wyjmując spektrometru z układu, przez środek kryształu BBO była przepuszczana wiązka zasiewająca. Jej kąt propagacji w kryształe ustawiany był tak, aby przeszedłszy przez soczewkę trafiła bezpośrednio do apertury spektrometru. Takie ustawienie wiązki sygnałowej gwarantuje, że wychodzi ona z kryształu dokładnie pod tym samym kątem, co generowana szerokopasmowa fluorescencja. Jednocześnie oznacza to, że kąt propagacji wiązki sygnałowej w kryształe jest bliski optymalnej wartości kąta niewspółliniowości α .

Aby zapewnić czasową synchronizację pomiędzy impulsami, zastosowano analogiczną technikę synchronizacji laserów, jak w układzie OPCPA IR. Dzięki temu uzyskano precyzyjną kontrolę czasową pomiędzy impulsami, z możliwością płynnego przesuwania ich względem siebie. Korzystając z szybkiej fotodiody oraz oscyloskopu, opóźnienie między impulsami można dobrać tak, aby zapewnić przekrywanie czasowe impulsu pompującego z wybranym impulsem zasiewającym.

W kolejnym kroku przeprowadzana została procedura precyzyjnego ustawiania geometrii wzmacniacza. Przy pomocy szybkiej fotodiody rejestrowano sygnał odpowiadający wzmacnianemu impulsowi, jednocześnie wykonywano niewielkie



Rysunek 6.19: Ewolucja widma fluorescencji parametrycznej dla różnych czasów od włączenia lasera pompującego.

ruchy lustrami, co odpowiada zmienianie położenie i kąt wiązki tak, aby sygnał był największy. Taka dwuetapowa procedura optymalizacji kątów przeprowadzana była dla każdego przejścia wiązki sygnałowej przez kryształ nieliniowy. Jednocześnie dopasowywano opóźnienie czasowe między impulsami w taki sposób, aby całkowite wzmocnienie było jak najwyższe.

Maksymalne wzmocnienie uzyskane dla pojedynczego przejścia przez kryształ BBO wynosiło około 40. Jest ono ponad 10-krotnie mniejsze niż przewidują przestrzenne symulacje wzmacniacza OPCPA UV. Tak duża rozbieżność pomiędzy teorią a doświadczeniem spowodowana jest najprawdopodobniej wspomnianymi wcześniej efektami termicznymi w krysztale BBO, których natura zostanie szczegółowo omówiona w następnym podrozdziale.

Ze względu na niskie wzmocnienie na pojedyncze przejście, ostatecznie zdecydowano się na konfigurację wzmacniacza z czterema przejściami przez kryształ BBO. Aby wzmocnienie dla każdego przejścia było możliwie wysokie, czas obiegu impulsu pomiędzy kolejnymi przejściami powinien być możliwie krótki. Projekt czteroprzejściowego wzmacniacza o całkowitej długości pojedynczego obiegu wynoszącej 14 cm oraz jego fizyczna realizacja, zostały przedstawione na Rysunku 6.20.

W kolejnym kroku, przy wykorzystaniu omawianej wcześniej techniki interferencji spektralnej, została zoptymalizowana faza spektralna układu wzmacniacza parametrycznego OPCPA UV jako całości. W podrozdziale 6.3 przedstawione zostały wyniki optymalizacji fazy spektralnej układu streczer-kompresor, bez uwzględnienia fazy wprowadzanej przez czteroprzejściowy wzmacniacz, teleskopy formujące wiązkę ultrafioletową, a także przez sam układ generacji drugiej har-



Rysunek 6.20: a) Projekt czteroprzejściowego wzmacniacza impulsów ultrafioletowych oraz zdjęcie przedstawiające jego fizyczną realizację - b).

monicznej. Aby zmierzyć fazę całego wzmacniacza, włączając w to układ achromatycznej drugiej harmonicznej, należy w ramieniu referencyjnym wygenerować impulsy ultrafioletowe w taki sposób, aby jednocześnie nie wprowadzać skomplikowanej fazy spektralnej. Schematy układu do optymalizacji fazy spektralnej układu streczer-kompresor oraz układu do optymalizacji fazy całego wzmacniacza OPCPA UV (z referencyjną wiązka ultrafioletową) przedstawiono na Rysunku 6.21. W ramieniu referencyjnym został umieszczony kryształ BBO o grubości



Rysunek 6.21: Schemat układu do pomiaru fazy wprowadzanej przez układ streczer-kompresor - rysunek a) oraz schemat układu z generacją referencyjnej wiązki drugiej harmonicznej, pozwalający na pomiar fazy wprowadzanej przez cały układ wzmacniacza OPCPA UV - b).

100 μ m, pozwalający na generację widma o szerokości porównywalnej z widmem z układu achromatycznego (przy bardzo niskiej mocy średniej generowanego światła). Na Rysunku 6.22 przedstawione zostało porównanie widma drugiej harmonicznej z ramienia referencyjnego (wygenerowanego w cienkim krysztale) z widmem impulsów z układu achromatycznego wraz z zaznaczonym pasmem roboczym wzmacniacza OPCPA UV. Dzięki użyciu jedynie 2 soczewek oraz cienkiego



Rysunek 6.22: Porównanie widma generowanego przez kryształ BBO (o grubości 100 μ m), umieszczonego w ramieniu referencyjnym interferometru (linia czerwona) z widmem impulsów generowanych w układzie achromatycznej drugiej harmonicznej (linia czarna). Kolorem szarym zaznaczony został obszar widmowy wzmacniacza parametrycznego.

kryształu BBO, w układzie generacji referencyjnej wiązki ultrafioletowej dodatkowa faza wprowadzana przez ten układ - głównie kwadratowa - może być w łatwy sposób skompensowana przez niewielką zmianę odległości między siatkami w kompresorze.

Zmierzona faza spektralna, wprowadzana przez cały układu wzmacniacza, posiadała znaczny wkład trzeciego rzędu oraz niewielki wkład kwadratowy - wprowadzane głównie przez linię pryzmatyczną układu ASHG. Po optymalizacji fazy spektralnej układu, tj. jej wypłaszczeniu przez odpowiednie ustawienie kompresora (odległość między siatkami oraz kąt padania na siatki), możliwe jest uzyskanie praktycznie płaskiej fazy w całym zakresie spektralnym wzmacniacza - patrz Rysunek 6.23.

Dzięki tej procedurze jest możliwa optymalizacja fazy spektralnej całego układu wzmacniacza z dokładnością do niewielkiej fazy kwadratowej, wprowadzanej przez układ generacji referencyjnej wiązki ultrafioletowej. Dzięki temu wzmocnione femtosekundowe impulsy ultrafioletowe powinny mieć fazę podobną do fazy impulsów pochodzących wprost z oscylatora - tj. głównie fazę kwadratowa oraz niewielką fazę trzeciego rzędu. W takim przypadku optymalną kompresję, a tym samym najkrótszy impuls wyjściowy, można uzyskać korygując odległość między siatkami kompresora - co odpowiada wprowadzenia dodatkowej fazy kwadratowej



Rysunek 6.23: Faza spektralna, wprowadzana przez układ wzmacniacza OPCPA UV jako całość (z dokładnością do niewielkiej nieznanej fazy kwadratowej), po jej optymalizacji za pomocą kompresora.

oraz ewentualnie wprowadzając niewielkie poprawki w kącie padania na siatkę
tj. zmieniając fazę trzeciego rzędu.

6.6 Absorpcja wiązki pompującej w krysztale BBO

Ewolucja widma fluorescencji parametrycznej w funkcji czasu (Rysunek 6.19) na skali czasu pojedynczych minut oraz dużo niższy współczynnik wzmocnienia na pojedyncze przejście niż wynika to z modelowania, pozwala podejrzewać obecność efektów termicznych, występujących w krysztale BBO. Aby sprawdzić tę tezę zbudowano interferometr Michelsona wykorzystując laser pracy ciągłej o niskiej mocy średniej i długości fali $\lambda = 532$ nm. Całość układu została zestawiona w taki sposób, aby w jednym z ramion interferometru, wiązka lasera próbkujacego propagowała sie współliniowo z wiazka lasera pompujacego. Wiazka wyjściowa interferometru była rejestrowana przy pomocy kamery CCD. W ramię interferometru z dwiema wiązkami został wstawiony badany kryształ BBO. Dzięki takiej konfiguracji był możliwy pomiar zmian krzywizny frontu falowego, wiązki próbkującej, wywołanych przez termiczną zmianę współczynnika załamania w krysztale BBO oraz deformację powierzchni czołowych kryształu. Na Rysunku 6.24 zostały przedstawiane zarejestrowane co minute interferogramy, obrazujące zmiany frontu falowego wywołane przez efekty termiczne w krysztale. Widoczna jest znaczna deformacja frontu falowego, co potwierdza teze, że absorpcja wiązki pompującej, jest odpowiedzialna za powstawanie efektów termicznych w krysztale, między innymi gradientu temperatury oraz związanego z nim gradientu współczynnika załamania. Aby dokładnie wyznaczyć wielkość absorpcji wiazki pompujacej w krysztale BBO, został zestawiony układ pomiarowy, wedle schematu przedstawionego na Rysunku 6.25. Dzięki wykorzystaniu dodatkowej wiazki lasera próbkującego o niskiej mocy, możliwy jest czasowo-rozdzielczy pomiar absorpcji w krysztale. Aby poprawnie wyznaczyć wielkość absorpcji krysz-



Rysunek 6.24: Deformacja frontu falowego wiązki próbkującej, przechodzącej przez kryształ BBO, oświetlanego wiązką lasera pompującego. Kolejne zdjęcia przedstawiają interferogramy mierzone w minutowych odstępach.



Rysunek 6.25: Schemat układu do pomiaru absorpcji wiązki lasera pompującego w krysztale BBO oraz jej czasowej ewolucji. P - laser pompujący, A - apertura kołowa, Q - płytka kwarcowa, D1-D3 - fotodiody, BK7 - płytka ze szkła BK7, S - laser próbkujący, BBO - badany kryształ oraz Grzałka - do kontroli temperatury kryształu.

tału, należy w pierwszym kroku zmierzyć straty, wynikające z odbić powierzchni kryształu BBO. Kryształ pokryty był pojedynczą warstwą ćwierćfalową z MgF₂, obniżającą współczynnika odbicia zarówno na długości fali wiązki pompującej, jak i wzmacnianej. Zmierzony współczynnik odbicia dla pojedynczej powierzchni kryształu, na długości fali wiązki pompującej wyniósł R = 1.7%, co dla takiej warstwy antyrefleksyjnej jest wartością zgodną z oczekiwaniem. Kolejnym kro-

kiem był pomiar współczynnika absorpcji liniowej α . W tym celu natężenie wiązki lasera pompującego zostało znacząco obniżone tak, aby wkład od absorpcji nieliniowej był zaniedbywalny. W takim przypadku transmisja przez kryształ wyraża się wzorem:

$$T_0 = (1 - R)^2 \exp(-\alpha L)$$
(6.9)

Tak zmierzona transmisja przez kryształ BBO dla niskich natężeń była na poziomie 90%, co w połączeniu ze stratami związanymi z odbiciami od powierzchni, oznacza straty na liniową absorpcję na poziomie 6.5%. Odpowiada to liniowemu współczynnikowi absorpcji na poziomie $\alpha = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ dla długości fali 266 nm. Stosunkowo niska wartość współczynnika absorpcji liniowej, w porównaniu z wartościami dostępnymi w literaturze [47–49] świadczy o wysokiej czystości używanego kryształu.

W kolejnym kroku, wykorzystując układ przedstawiony na schemacie 6.25, została zmierzona zależność transmisji wiązki pompującej w funkcji jej natężenia. Wynik pomiaru dla pełnej wiązki (bez apertury) został przedstawiony na Rysunku 6.26 w postaci czarnych punktów.



Rysunek 6.26: Transmisja kryształu BBO w funkcji natężenia wiązki pompującej dla dwóch przypadków: pełnej wiązki lasera pompującego (punkty czarne) oraz wiązki po przejściu przez aperturę kołową (punkty czerwone). Dodatkowo wyrysowane zostały krzywe transmisji, wyliczone dla różnych kombinacji kształtów czasowo-przestrzennych impulsu pompującego, przy założeniu absorpcji dwufotonowej na poziomie 0.7 cm/GW.

Ze względu na fakt, że impulsy lasera pompującego mają skomplikowaną ewolucją czasowo-przestrzenną, dokładne określenie natężenia szczytowego dla takiego impulsu nie jest trywialne. Aby móc poprawnie określić natężenie szczytowe impulsu, profil przestrzenny i czasowy impulsu musi być dobrze zdefiniowany. W tym celu w centralną część wiązki lasera pompującego została wstawiona apertura kołowa o średnicy $\phi = 1.93$ mm. Dzięki takiej aperturze, transmitowany był jedynie niewielki fragment z przestrzennego rozkładu wiązki pompującej, co pozwoliło na rozprzęgnięcie czasowo-przestrzennej ewolucji impulsu. Wiązka po przejściu przez aperturę miała przestrzenny rozkład opisywany funkcją super-Gaussa o wysokim wykładniku m = 30, co w praktyce oznacza, że jej rozkład przestrzenny jest bliski rozkładowi płaskiemu typu Top-Hat.

Zmierzony czas trwania impulsu po przejściu przez aperturę wyniósł 4.1 ns (po dekonwolucji wyniku pomiaru z czasem impulsowej odpowiedzi fotodiody). Czas ten jest prawie o połowę krótszy od czasu impulsu dla pełnej wiązki, potwierdzając skomplikowaną ewolucję czasowo-przestrzenną impulsu pompującego. Dodatkowo została zaobserwowana wyraźna zależność pomiędzy czasem rejestracji maksimum impulsu pompujacego (wzgledem impulsu wyzwalajacego laser) a odległościa apertury od centrum wiazki³. Majac dobrze określony rozkład przestrzenny impulsu w czasie i przestrzeni, powtórzony został pomiar zależności transmisji w funkcji nateżenia wiazki pompujacej - czerwone punkty na Rysunku 6.26. Dodatkowo na tym samym wykresie wyrysowane zostały teoretyczne krzywe, przedstawiające zależność transmisji w funkcji natężenia, dla różnych kombinacji kształtów impulsu w czasie i przestrzeni,⁴ wyliczone przy założeniu nastepujących parametrów: $L = 21 \text{ mm}, R = 1.7\%, \alpha = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ oraz $\beta = 0.7$ cm/GW. Krzywa niebieska (Gauss - Top-Hat) najbardziej odpowiada profilowi impulsu pompujacego po przejściu przez aperture, tj. gaussowski profil czasowy oraz przestrzenny rozkład typu Top-Hat.

Charakter zmierzonej zależności transmisji w funkcji natężenia odpowiada absorpcji dwufotonowej, jednakże odpowiadający mu współczynnik β powinien mieć wartość znacznie większą niż literaturowa. Na rysunku widać, że dla natężenia szczytowego na poziomie 100 MW/cm², wkład od absorpcji zależnej od natężenia wynosi około 40%. Wielkość ta jest czterokrotnie wyższa niż wynika to z przewidywań teoretycznych dla absorpcji dwufotonowej. Dodatkowa silna absorpcja wiązki pompującej jest przyczyną obserwowanych efektów termicznych w krysztale BBO.

Na Rysunku 6.27 przedstawiono wykres zmierzonej transmisji w funkcji natężenia wraz z dopasowanym współczynnikiem dwufotonowej absorpcji wynoszącym $\beta = 4.5 \text{ cm/GW}$ - wykres a). Dopasowana wielkość jest ponad sześciokrotnie większa niż spodziewana. Aby wykluczyć złą jakość kryształu, spowodowaną błędami podczas hodowli kryształu (takich jak dyslokacje czy wtrącenia), w analogiczny sposób przebadane zostały trzy inne kryształy BBO pochodzące od różnych dostawców. Wyniki pomiarów wraz z dopasowanymi współczynnikami β zostały przedstawiane na Rysunku 6.27 b). Dla wszystkich czterech kryształów wyznaczony współczynnik absorpcji dwufotonowej jest większy niż 4 cm/GW.

 $^{^3{\}rm Tego}$ typu pomiar (z przesuwaniem apertury) może być użyty do pełnej rekonstrukcji ewolucji czasowo-przestrzennej impulsu pompującego.

 $^{^4 \}rm Wzory$ użyte do wyliczenia transmisji w funkcji natężenia dla różnych kształtów czasowoprzestrzennych impulsu, znaleźć można w Dodatku C.1.



Rysunek 6.27: Dopasowanie współczynnika β absorpcji dwufotonowej do danych doświadczalnych dla kryształu ze wzmacniacza parametrycznego UV - rysunek a) oraz dla trzech innych kryształów, pochodzących od różnych dostawców.

Tak wyznaczona wartość współczynnika absorpcji dwufotonowej jest niezgodna na podstawie testu 3σ z wielkością literaturową. Ze względu na tę rozbieżność wartości współczynnika β , przeprowadzone zostały dodatkowe pomiary, wyjaśniające mechanizm zwiększonej absorpcji wiązki pompującej.

W tym celu, współliniowo z wiązką pompującą, puszczona została wiązka lasera zasiewającego o długości fali 400 nm. Po przejściu przez kryształ BBO jej natężenie było rejestrowane przy pomocy fotodiody podłączonej do oscyloskopu cyfrowego. Dzięki takiemu pomiarowi sprawdzić można, czy wiązka lasera pompującego wpływa na zmianę współczynnika absorpcji na innej długości fali. Wyniki pomiarów zostały przedstawione na Rysunku 6.28.



Rysunek 6.28: Pomiar ewolucji absorpcji w krysztale BBO na długości fali 400 nm, wywołanej intensywnymi impulsami lasera pompującego o długości fali 266 nm.

Analiza ewolucji natężenia próbkującej wiązki ultrafioletowej ujawnia wyraźny wpływ impulsów pompujących na transmisję kryształu na długości fali 400 nm. W szczególności z wykresu 6.28 a) można odczytać, że z każdym kolejnym impulsem wiązki pompującej transmisja wiązki sygnałowej sukcesywnie spada, osiągając stałą wartość po 10 impulsach. Dodatkowo na wykresie b) można zauważyć, że absorpcja wywołana impulsem pompującym zanika eksponencjalnie, natychmiast po przejściu impulsu. Fakt obecności absorpcji na innej długości fali oraz dłuższy czas trwania niż czas trwania impulsu pompującego, oznacza obecności innego mechanizmu absorpcji w krysztale niż absorpcja dwufotonowa.

W dostępnej literaturze naukowej, poza jednym doniesieniem konferencyjnym [208], brak jest prac opisujących obserwowaną silną absorpcję w krysztale BBO, wywołaną intensywnym promieniowaniem ultrafioletowym. Prawdopodobnym mechanizmem dodatkowej absorpcji w krysztale BBO jest mechanizm związany z tworzenia się centrów barwnych (ang. color center) w krysztale. Zjawisko to po raz pierwszy zostało zaobserwowane we włóknach kwarcowych, transmitujących ultrafioletowe impulsy z lasera ekscymerowego [209].

Mechanizm absorpcji na centrach barwnych jest następstwem przeniesienia elektronu walencyjnego do pasma przewodnictwa, przy pomocy wysokoenergetycznego fotonu bądź w procesie wielofotonowym (np. w procesie absorpcji dwufotonowej). Tak uwolniony elektron może ponownie zrekombinować bądź zostać uwięziony w defekcie sieci krystalicznej, tworząc absorbujące centrum barwne. Owe centra barwne odznaczają się szerokim pasmem absorpcji oraz stosunkowo długim czasem życia. Tworzenie się centrów barwnych, podczas ekspozycji na intensywne promieniowanie ultrafioletowe, zostało zaobserwowane i omówione dla kryształów nieliniowych A*DP oraz KDP [210,211]. Dla kryształu KDP analogiczne właściwości absorpcyjne, związane z wytworzeniem centrów barwnych, zaobserwowano także podczas intensywnego naświetlania kryształów wysokoenergetycznym promieniowaniem X [212].

Jednakże autorzy pracy [213] twierdzą, że dla kryształu BBO podczas ekspozycji na działanie promieniowania X, centra barwne nie są tworzone, a straty w krysztale powodowane są jedynie przez proces absorpcji liniowej i dwufotonowej. Ze względu na rozbieżności co do faktu tworzenia się centrów barwnych w krysztale BBO oraz braku ich charakterystyk, zarówno czasowej, jak i spektralnej, przeprowadzone zastały dodatkowe eksperymenty, pozwalające na głębszą charakterystykę dodatkowej absorpcji w krysztale BBO.

Absorpcja, związana z tworzeniem centrów barwnych, powinna odznaczać się właściwościami nasyceniowymi. Wstępne potwierdzenie tego faktu można znaleźć na wykresie 6.28 a), gdzie widoczne jest wyraźne ustabilizowanie się absorpcji po serii impulsów lasera pompującego. Pomiar natężenia nasycenia został przeprowadzony w układzie pokazanym na Rysunku 6.25 wykorzystując laser próbkujący o długości fali 532 nm. Zmieniano natężenie wiązki pompującej mierząc jednocześnie transmisję wiązki sygnałowej - wyniki przedstawione zostały na Rysunku 6.29 a). Widać, że wyraźne nasycenie absorpcji występuje dla energii impulsu lasera pompującego na poziomie 60 mJ, co odpowiada natężeniu nasycenia na poziomie $I_s \approx 75 \text{ MW/cm}^2$.

Dodatkowo przebadano zależność absorpcji wiązki lasera próbkującego w funkcji temperatury kryształu BBO przy maksymalnym natężeniu wiązki pompującej. W tym celu przez kryształ BBO, współliniowo z wiązką lasera pompującego, prze-



Rysunek 6.29: Pomiar natężenia nasycenia absorpcji w krysztale BBO - rysunek a) oraz zmiana wielkości absorpcji na długości fali 532 nm dla różnych temperatur kryształu BBO - rysunek b).

puszczona została wiązka lasera próbkującego o długości fali 532 nm, zaś kryształ został ustawiony na grzałce, pozwalającej na kontrolę jego temperatury. Tak zmierzona zależność absorpcji, wywołanej promieniowaniem ultrafioletowym, dla różnych temperatur została przedstawiona na Rysunku 6.29 b). Zaobserwowano, że wraz ze zwiększaniem temperatury kryształu, wielkość absorpcji ulega obniżeniu, jednocześnie charakterystyki czasowe zaniku absorpcji nie uległy znaczącym zmianom (czas życia centrów barwnych pozostaje na podobnym poziomie).

Oczekując analogicznego efektu obniżenia absorpcji przy zwiększonej temperaturze dla wiązki pompującej, przeprowadzono pomiar transmisji w funkcji natężenia dla wiązki lasera pompującego dla temperatury 500 K. Uzyskana zależności transmisji od natężenia dla temperatury 500 K oraz dla temperatury pokojowej, zostały przedstawione na Rysunku 6.30. Z wykresu można odczytać, że absorpcja wywołana wiązką pompującą, ma zbliżoną wartość niezależnie od temperatury kryształu. Oznacza to, że o ile podniesienie temperatury kryształu BBO wpłynęło na zmianę absorpcji centrów barwnych w obszarze widzialnym, o tyle absorpcja wiązki pompującej, związana z procesem tworzenia centrów barwnych, pozostaje na tym samym poziomie.

Ostatnim pomiarem, charakteryzującym centra barwne, jest pomiar ewolucji widma absorpcji w czasie. W tym celu kryształ BBO przez pewien czas > 2 min, był oświetlany wiązką lasera pompującego przy pełnej energii impulsów. Następnie kryształ przeniesiony został do układu służącego do pomiaru widma absorpcji, składającego się ze spektrometru oraz źródła światła w postaci lampki deuterowej. Umożliwiło to rejestrację ewolucji czasowej widma absorpcji badanych centrów barwnych. Ze względu na czas potrzebny do przeniesienia kryształu BBO do układu pomiarowego, ewolucja czasowa widma nie obejmuje pierwszych 30 s zaniku absorpcji. Zmierzona dwuwymiarowa mapa ewolucji absorpcji wraz z jej poprzecznymi przekrojami, pokazana jest na Rysunku 6.31. Zebrane wyniki dotyczące wysokiej absorpcji wiązki pompującej w kryształe BBO, mocno wskazują na mechanizm absorpcji, związany z tworzeniem centrów barwnych przez



Rysunek 6.30: Transmisja wiązki lasera pompującego w funkcji natężenia dla dwóch różnych temperatur kryształu BBO: punkty czarne - temperatura pokojowa, punkty czerwone - temperatura 500 K.



Rysunek 6.31: Zmierzona mapa ewolucji absorpcji centrów barwnych w krysztale BBO, wytworzonych za pomocą intensywnej wiązki lasera pompującego o długości fali 266 nm.

intensywne promieniowanie utrafioletowe lasera pompującego.

Rozbieżności pomiędzy wyznaczonym współczynnikiem absorpcji dwufotonowej a wartością literaturową, można wyjaśnić tym, że we wszystkich układach, w których wyznaczany był współczynnik absorpcji dwufotonowej, używano laserów

o czasie trwania ps badź fs tak, aby łatwo uzyskać wysokie natężenie szczytowe. Oznacza to, że przy zadanym nateżeniu szczytowym, gestość energii impulsu dla lasera nanosekundowego jest co najmniej 1000-krotnie większa niż w układach, dla których wyznaczano wartość współczynnika β . Jako że liczba tworzonych centrów barwnych zależy od liczby wysokoenergetycznych fotonów (przenoszących elektrony do pasma przewodnictwa), dla laserów o nanosekundowym czasie trwania zmierzony współczynnik absorpcji będzie zatem odpowiednio wyższy. Wyznaczony przez autora współczynnik $\beta_{eff} = 4.5 \text{ cm/GW}$, może być interpretowany jako efektywny współczynnik nieliniowej absorpcji dla nanosekundowych impulsów laserowych. W jego skład wchodza absorpcja dwufotonowa $\beta \approx 0.7 \text{ cm/GW}$ oraz absorpcja zwiazana z centrami barwnymi. Wielkość tej drugiej absorpcji także składa sie z dwóch czynników: nieliniowej (dwufotonowa) absorpcji, zwiazanej z procesem przenoszenie elektronów do pasma przewodnictwa (które odpowiadają za tworzenie się centrów barwnych) oraz dodatkowej linowej absorpcji na tak wytworzonych centrach barwnych. Z przeprowadzonych pomiarów nie można wyznaczyć wkładu tych dwóch procesów, składających się na dodatkową absorpcję wiazki pompujacej.

Teoretycznie metodą, pozwalającą na częściowe obniżenie absorpcji wiązki pompującej, jest znaczne obniżenie częstości repetycji lasera pompującego tak, aby pomiędzy kolejnymi impulsami, absorpcja na centrach barwnych była na dostatecznie niskim poziomie. Z pomiarów dynamiki zaniku absorpcji można wnioskować, że odpowiada to częstości repetycji lasera na poziomie 1 strzału na minutę, co w praktyce znacząco utrudnia optymalizację kolejnych przejść wzmacniacza wieloprzejściowego.

6.7 Autokorelator skanujący UV

Czynnikiem decydującym o mocy szczytowej impulsów ze wzmacniacza jest czas trwania impulsu skompresowanego. Ze względu na femtosekundowy czas trwania skompresowanych impulsów, bezpośredni pomiar ich czasu trwania przy pomocy detektorów światła nie jest możliwy. Wynika to z faktu, że czas odpowiedzi detektora jest znacznie dłuższy do czasu trwania skompresowanego impulsu. Dowieść można, że przy pomocy stosunkowo wolnych detektorów jedynie metody wykorzystujące procesy nieliniowe pozwalają odzyskać pełną informację o czasie trwania impulsów [214,215]. W przypadku wzmacniacza OPCPA IR czas trwania impulsów wyznaczony został przy pomocy jednostrzałowego FROG-a, w którym rolę procesu nieliniowego pełniła generacja drugiej harmonicznej.

Jedynym kryształem nieliniowym pozwalającym na generację drugiej harmonicznej z fali o długości 400 nm jest kryształ KBBF [216–218]. Jednakże ze względu na duży kąt dopasowania fazowego oraz specyficzną płaszczyznę wzrostu kryształu, do uzyskania dopasowania fazowego na tej długości fali potrzebne jest użycie dodatkowego pryzmatycznego układu wpuszczania światła, który zaburza czas trwania mierzonych impulsów femtosekundowych. Z tego powodu we wzmacniaczu OPCPA UV zastosowanie techniki pomiarowej impulsów z wykorzystaniem generacji drugiej harmonicznej (jak np. FROG lub SPIDER) nie jest możliwe.

Ze względu na brak intensywnych impulsów referencyjnych, użycie techniki XFROG [134,219], w której wykorzystuje się generację różnicy częstości pomiędzy impulsami mierzonym a znanymi impulsami referencyjnymi, również jest niemożliwe. Jedną z metod, pozwalającą na pomiar femtosekundowych impulsów ultrafioletowych, jest wykorzystanie procesu nieliniowego trzeciego rzędu, wytwarzając przejściową siatkę dyfrakcyjną (transient grating) [220]. W procesie tym dwie wiązki tworzą przestrzenną siatkę dyfrakcyjną w ośrodku, na której ugina się trzecia wiązka. Ze względu na wymóg trzech wiązek oraz zapewnienia ich odpowiedniej geometrii przestrzennej, rozwiązanie to jest stosunkowo trudne w realizacji.

Zdecydowano się na pomiar wzmocnionych impulsów femtosekundowych przy pomocy skanującego autokorelatora, wykorzystującego barwnik laserowy jako ośrodek nieliniowy. W tym celu wybrano taki barwnik laserowy, który posiada wysoki współczynnik absorpcji na długości fali 200 nm, a jednocześnie niską absorpcję na długości fali dwukrotnie dłuższej, odpowiadającej długości fali wiązki sygnałowej. Konieczne również jest, aby fluorescencja wzbudzonego barwnika nie przekrywała się z widmem wiązki fundamentalnej. Przy tak dobranym barwniku możliwy jest proces dwufotonowej absorpcji wiązki sygnałowej, którego wydajność zależy kwadratowo od natężenia wiązki sygnałowej $I_{Fluo} \sim I^2$. Dzięki temu, sygnał fluorescencji (po dwufotonowym wzbudzeniu) jest nieliniowym procesem wymaganym do pomiaru czasu trwania impulsów femtosekundowych. Barwnikiem dobrze spełniającym powyższe kryteria jest BMQ (2,2"'dimetylo-pczterofenyl), którego maksimum fluorescencji przypada na długość fali 350 nm.

Widmo absorpcji barwnika [221] wraz ze zmierzonym widmem fluorescencji, wzbudzonej przez dwufotonową absorpcję wiązki sygnałowej, zostały przedstawione na Rysunku 6.32 a). Dodatkowo w części b) tego samego rysunku zostały



Rysunek 6.32: Rysunek a) - widmo absorpcji barwnika laserowego BMQ (linia czarna) wraz ze zmierzonym widmem fluorescencji po wzbudzeniu dwufotonowym - linia niebieska. Rysunek b) - zmierzone widma absorpcji trzech rozpuszczalników, w których BMQ może być rozpuszczony.

przedstawione widma transmisji dla różnych rozpuszczalników organicznych, w

których można rozpuścić barwnik BMQ. Pomiary transmisji rozpuszczalników zostały wykonane w kuwecie kwarcowej o grubości 1 mm. Ze wszystkich trzech zmierzonych rozpuszczalników, cykloheksan ma najdalej przesuniętą w stronę ultrafioletu krawędź absorpcji, zatem najbardziej nadaje się do zastosowania w autokorelatorze impulsów ultrafioletowych.

Układ autokorelatora skanującego UV został zestawiony zgodnie ze schematem przedstawionym na Rysunku 6.33. Impuls ultrafioletowy przy pomocy płytki



Rysunek 6.33: Schemat autokorelatora skanującego do pomiaru czasu trwania intensywnych femtosekundowych impulsów ultrafioletowych. BS - płytka światłodzieląca, M1-M3 - lustra, K - układ zawracania wiązki, Δt - opóźnienie pomiędzy impulsami, L1,L2 - soczewki kwarcowe, Kuw - kuweta kwarcowa z barwnikiem BMQ, P - kwarcowa płytka, MD - lustro dichroiczne, SP - spektrometr.

światłodzielącej BS jest dzielony na dwie kopie. Jedna z replik impulsu odbijana jest w układzie zawracającym wiązkę K, który znajduje się na zmotoryzowanym stoliku przesuwnym, pozwalającym na płynną regulacją opóźnienia pomiędzy impulsami Δt . Następnie obydwie wiązki biegnące równolegle przy pomocy soczewki kwarcowej L1 ogniskowane są w środku kuwety Kuw, wypełnionej barwnikiem BMQ, rozpuszczonym w cykloheksanie. Fluorescencja wzbudzona dwufotonowo, emitowana z ogniska w kuwecie, jest kolimowana przy pomocy soczewki kwarcowej L2 a następnie kierowana do spektrometru SP. Dodatkowo pomiędzy soczewkę a spektrometr zostało wstawione lustro dichroiczne MD o wysokim współczynniku odbicia na długości fali 400 nm a jednocześnie dużej transmisji na długości fali fluorescencji barwnika (około 350 nm). Ze względu na niesymetryczna ilość dyspersji materiałowej, wprowadzana przez płytke światłodzielaca, na której tworzone są dwie repliki impulsu mierzonego, w celu wyrównania ilości dyspersji w obydwu ramionach autokorelatora w jedno z ramion wstawiona została dodatkowa płytka kwarcowa o grubości 1 mm. Zmierzona faza różnicowa obydwu ramion autokorelatora - bez płytki kompensującej oraz z płytka - została przedstawiona na Rysunku 6.34. W pierwszym przypadku widać wyraźna fazę kwadratowa (linia czarna), wynikająca z niezbalansowanej dyspersji, która zostaje wypłaszczona (linia niebieska) po włożeniu płytki kompensującej.



Rysunek 6.34: a) - Faza różnicowa ramion autokorelatora zmierzona techniką SPI, bez płytki kompensującej dyspersję - linia czarna oraz faza z włożoną płytką kompensującą - linia niebieska wraz z interferogramem z której została ona wyliczona - b).

Na Rysunku 6.35 przedstawione zostały zdjęcia, pokazujące działający autokorelator, z widocznym biegiem promieni.



Rysunek 6.35: Zdjęcie po lewej przedstawia konstrukcję autokorelatora do pomiaru femtosekundowych impulsów ultrafioletowych (po prawej stronie zdjęcia widoczny jest układ kompresora), zdjęcie po prawej przedstawia zbliżenie na kuwetę z barwnikiem laserowym BMQ.

6.8 OPCPA UV - wyniki

Optymalizując geometrię oraz przekrywanie czasowe między impulsami, dla każdego przejścia wzmacniacza parametrycznego niezależnie, udało się uzyskać całkowite wzmocnienie na poziomie $5 \cdot 10^5$, co odpowiada wzmocnieniu o czynnik 30 na jedno przejście. Zmierzona energia impulsów wzmocnionych wynosiła $E_p = 60 \ \mu$ J przy stabilność energii na poziomie 23% RMS. Czynnikiem decydującym o niskiej stabilności impulsów, jest brak nasycenia wzmocnienia jako następstwo omawianych wcześniej efektów termicznych, co niekorzystnie wpływa na wielkość fluktuacji energii wzmocnionych impulsów. Tak wzmocnione impulsy były kierowane od siatkowego kompresora o wydajności na poziomie 50%. Niższa sprawność kompresora - w porównaniu z układem OPCPA IR - wynika z niższej wydajności siatek dyfrakcyjnych, pracujących w ultrafiolecie, które pokryte były warstwą aluminium.

Ze względu na znaczne fluktuacje energii impulsów wzmocnionych oraz na fakt korzystania z autokorelatora skanującego do pomiaru funkcji autokorelacji, pomiar czasu trwania impulsów jest procedura czasochłonna - pojedynczy pomiar trwa ponad 1 godzine. Z tego wzgledu, aby zoptymalizować odległość pomiędzy siatkami w kompresorze, odpowiadającą za fazę kwadratową oraz kat padania - faza trzeciego rzędu - wykorzystano sygnału fluorescencji barwnika BMQ przy wzbudzeniu pojedynczą wiązką autokorelatora. Sygnał fluorescencji dwufotonowej jest proporcjonalny do kwadratu natężenia impulsów ultrafioletowych $I_{Fluo} \sim I^2$. Przy zachowanej energii impulsu jego natężenie szczytowe jest odwrotnie proporcjonalne do jego czasu trwania: $I \sim 1/\tau$, co oznacza, że natężenie fluorescencji jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu czasu trwania impulsu $I_{Fluo} \sim 1/\tau^2$. Jednakże z powodu wolnej natury detektora, który całkuje natężenie fluorescencji po czasie trwania impulsu, wielkość rejestrowanego sygnału jest proporcjonalna do całkowitej energii wyemitowanej fluorescencji $S \sim E_{fluo}$, która zależy iloczynu natężenia fluorescencji i jej czasu trwania: $E_{fluo} = I_{fluo} \tau$. Zatem ostatecznie, mierzony sygnał fluorescencji S jest odwrotnie proporcjonalny do czasu trwania impulsu wzbudzającego $S \sim 1/\tau$, co pozwala na optymalizację ustawień kompresora na podstawie obserwacji sygnału fluorescencji z barwnika. Dzieki temu maksymalizując sygnał fluorescencji S, można było wykonać taka korektę wstępnych ustawień kompresora, aby na wyjściu układu uzyskać najkrótszy impuls.

Następnie została odsłonięta druga wiązka autokorelatora do pomiaru funkcji autokreacji impulsów. Ze względu na znaczne fluktuacje energii impulsu wzmocnionego, zmierzonych zostało ponad 70 skanów funkcji autokorelacji, które następnie zostały uśrednione tak, aby uzyskać możliwie dokładne jej odwzorowanie. Przykładowe pojedyncze skany zostały przedstawione na Rysunku 6.36 a) a w części b) została wyrysowana uśredniona funkcja autokorelacji - czarne punkty.

Na tym samym rysunku, linią czerwoną zostało wyrysowane dopasowanie funkcji Gaussa do punktów pomiarowych, której szerokość połówkowa wynosi $\tau_{auto} = 34$ fs. Przy założeniu gaussowskiego profilu czasowego impulsu wzmocnionego, jego czas trwania jest o czynnik $\sqrt{2}$ mniejszy od połówkowego czasu funkcji autokreacji - co dopowiada czasowi trwania impulsu po kompresji



Rysunek 6.36: Pomiar autokorelacji wzmocnionych impulsów ultrafioletowych, rysunek a) - przykładowe pojedyncze skany funkcji autokreacji, rysunek b) uśredniona wartość autokorelacji (czarne punkty) wraz z dopasowaną funkcją Gaussa (czerwona linia) oraz teoretyczną funkcją autokorelacji, wyliczoną z widma impulsów przy założeniu płaskiej fazy (linia niebieska).

 $\tau_{FWHM} = 24$ fs. Energia tak skompresowanych impulsów wynosiła 30 µJ, co w połączeniu z czasem trwania na poziomie 24 fs daje moc szczytową impulsów P = 1.25 GW.

Dodatkowo na Rysunku 6.36 b) linią niebieską wyrysowany został teoretyczny kształt funkcji autokorelacji, wyliczony z widma impulsów zmierzonego na wejściu układu autokorelatora przy założeniu płaskiej fazy spektralnej, której szerokości połówkowa wynosi 28 fs.

Zmierzona szerokość funkcji autokorelacji jest jedynie o 20% szersza od czasu trwania impulsu fourierowsko ograniczonego, co świadczy o poprawnej kompresji impulsów. Na pewne czasowe poszerzenie impulsów mogą mieć wpływ następujące czynniki: resztkowa faza czwartego rzędu układu streczer-kompresor, rozciągnięcie impulsów w kuwecie z barwnikiem o grubości 1 mm czy wreszcie niedokładność ustawienia odległości między siatkami. W przypadku ostatniego czynnika, rozciągnięcie impulsów o wspomniany czynnik 20% oznacza błąd ustawienia odległości między siatkami na poziomie zaledwie 25 μ m, co jest wartością bliską precyzji śruby mikrometrycznej, wykorzystywanej do przesuwu siatki dyfrakcyjnej.

Na Rysunku 6.37 zostało przedstawione zarejestrowane widmo wzmocnionych impulsów (linia czarna) wraz z widmem impulsów zasiewających (linia niebieska) oraz profilem wzmocnienia parametrycznego (linia czerwona). Widmo impulsów wzmocnionych przesunięte jest w stronę długofalową, jednocześnie krótkofalowa część widma wzmacniana jest znacznie słabiej. Przesuniecie spektralne wzmocnionego widma spowodowane było prawdopodobnie termiczną zmianą współczynnika załamania kryształu BBO w czasie pomiaru funkcji autokorelacji, co wpłynęło na zmianę warunku dopasowania fazowego. Przy niewielkiej korekcie kąta dopasowania fazowego θ (obrót kryształu), widmo na wyjściu kompresora ulega znacznemu poszerzeniu (linia fioletowa na Rysunku 6.38), w pełni przetwarzając



Rysunek 6.37: Zarejestrowane widmo impulsów: wzmocnionych - linia czarna; zasiewających - linia niebieska oraz profil wzmocnienia parametrycznego - linia czerwona.

widmo impulsów zasiewających.



Rysunek 6.38: Widmo impulsów wzmocnionych dla optymalnie ustawionego kąta dopasowania fazowego - linia fioletowa oraz widmo impulsów zasiewających - linia niebieska. Kolorem czerwonym wyrysowany został kształt profilu wzmocnienia parametrycznego.

Niestety ze względu na niestabilność lasera pompującego (obniżenie energii impulsu pompującego), nie udało się ponowienie uzyskać na tyle stabilnej wiązki wzmocnionej, aby powtórzyć pomiar funkcji autokorelacji. Zakładając jednak, że możliwa jest kompresja impulsów do czasu o 20% dłuższego niż limit fourierowski (co zostało zademonstrowane wcześniej), powinno to w teorii pozwolić na uzyskanie impulsów o czasie trwania zaledwie $\tau_{FWHM} = 16$ fs.

Energia fluorescencji parametrycznej, mierzona przy zablokowanej wiązce lasera zasiewającego, była na poziomie 0.7 μ J. Zakładając czas trwania fluorescencji parametrycznej wynoszący 1.8 ns (wyliczony w sposób opisany w Rozdziale 5), wyliczyć można jej moc szczytową, która w tym przypadku wynosi $P_{fluo} = 380$ W. Porównując moc szczytową fluorescencji parametrycznej z mocą impulsów wzmocnionych, można wyliczyć kontrast skompresowanych impulsów, który jest na poziomie $3 \cdot 10^{-7}$.

Profil przestrzenny wiązki wzmocnionej dla kolejnych przejść wzmacniacza został przedstawiony na Rysunku 6.39 b) - e). Ze względu na fakt, że przy pierwszym przejściu energia impulsu wzmocnionego jest niewielka a czas całkowania kamery CCD wynosi > 10 μ s, wzmocniony impuls widoczny jest jako niewielkie rozjaśnienie w obszarze zaznaczonym białym okręgiem na rysunku b). Dla porównania na rysunku a) zaznaczono ten sam obszar, z widoczną wiązka sygnałową, przy zablokowanej wiązce pompującej. Można zauważyć, że wzmocniona



Rysunek 6.39: Profile przestrzenne wiązek a) - zasiewającej, b)-e) po kolejnych przejściach przez kryształ BBO, f) - profil wiązki wzmocnionej w dalekim polu.

wiązka znajduje się wyraźnie poza centrum wiązki zasiewającej. Efekt ten jest analogiczny do obserwowanego efektu schodzenia impulsów wzmocniony względem wiązki zasiewającej, obserwowanego we wzmacniaczu OPCPA IR. Na rysunkach c)-e) przedstawione zostały profile przestrzenne wiązek, zmierzone dla kolejnych przejść wiązki przez wzmacniacz. Na ostatnim przejściu przez kryształ BBO, widoczna jest degradacja wiązki wzmacnianej, spowodowana zapewne, wspominanymi wcześniej, efektami termicznymi w krysztale. Zaburzają one rozkład frontu falowego wiązki a skomplikowana ewolucja czasowo-przestrzenną impulsu pompującego dodatkowo degraduje jakość przestrzenną wiązki. Na rysunku f) przedstawiono rozkład natężenia wiązki w dalekim polu, mierzony w ognisku soczewki o długiej ogniskowej. Rozkład natężenia w ognisku posiada pojedyncze maksimum, a profil przestrzenny zbliżony jest do kształtu gaussowskiego. Ponadto zasłaniając różne fragmenty widma w kompresorze sprawdzono, że wiązka nie posiada czirpu kątowego, który byłby widoczny jako przesuwanie centrum ogniska wraz ze zmianą centralnej długości fali.

Na Rysunku 6.40 zamieszczone jest zdjęcie całego układu wzmacniacza parametrycznego OPCPA UV wraz z widocznymi biegiem wiązki przez wszystkie kluczowe elementy układu.



Rysunek 6.40: Zdjęcie układu parametrycznego wzmacniacza OPCPA UV z widocznymi elementami: streczera - lewa część zdjęcia, kompresora - dolna część, układu generacji szerokopasmowej drugiej harmonicznej - centrum oraz wzmacniacza wieloprzejściowego - prawa strona zdjęcia. Oscylator femtosekundowy i laser pompujący (słabo widoczne) znajdują się w górnej części zdjęcia.

6.9 Podsumowanie

Głównym ograniczeniem wielkości wzmocnienia w układzie parametrycznego wzmacniacza OPCPA UV skonstruowanego w ramach tej pracy doktorskiej były efekty termiczne, związane z wysoką absorpcją wiązki pompującej w krysztale BBO. Wywołane one były przez centra barwne, tworzone w wyniku dwufotonowej absorpcji wiązki pompującej. Następstwem wysokiej absorpcji wiązki pompującej było wytworzenie gradientu temperatury wewnątrz kryształu, który w sposób niejednorodny zmieniał współczynnik załamania kryształu (thermally induced phase mismatch) [222,223]. Termiczne rozfazowanie z gradientem temperatury, w przeciwieństwie do jednorodnego podgrzania kryształu, nie może być skompensowane przez zmianę geometrii. W praktyce oznacza to, że różne fragmenty kryształu mają różny współczynnik załamania, co prowadzi do skrócenia efektywnej długości kryształu. Symulacje wskazują, że otrzymane wzmocnienie odpowiada efektywnej długości kryształu na poziomie 11 mm.

Pomimo tych trudności udało się uzyskać całkowite wzmocnienie na poziomie $2.5 \cdot 10^5$ (uwzględniając straty na kompresorze) i uzyskać na wyjściu układu impulsy ultrafioletowe o mocy szczytowej 1.25 GW. Dotychczas istniało tylko jedno doniesienie o próbie wzmacniania impulsów ultrafioletowych we wzmacniaczu typu OPCPA [224]. W pracy tej używany był femtosekundowy wzmacniacz szafirowy CPA, którego trzecia harmoniczna o długości fali 267 nm pełniła rolę wiązki pompującej, wzmacniającą wiązkę o długości fali 400 nm uzyskaną z tego samego lasera w wyniku generacji drugiej harmonicznej. Uzyskane wzmocnienie było na poziomie 3500 przy energii impulsu wzmocnionego wynoszącej zaledwie 0.8μ J. Autorzy nie zademonstrowali jednak kompresji impulsu wzmocnionego.

Inna metoda, pozwalająca na generację intensywnych impulsów ultrafioletowych, polega na zastosowaniu klasycznego wzmacniacza w technice CPA z ośrodkiem wzmacniającym, którego pasmo wzmocnienia znajduje się w zakresie ultrafioletu. W pracy [225] jako ośrodek laserowy wykorzystany został kryształ Ce:LiCAF, pompowany laserem o długości fali 266 nm. W układzie tym uzyskano impulsy o czasie trwania 100 fs i energii pojedynczych mJ.

Najwyższe moce szczytowe impulsów ultrafioletowych uzyskano stosując technikę achromatycznego podwajania częstości (technika opisana na początku rozdziału), przetwarzając z wysoką sprawnością terawatowe impulsy femtosekundowe [226]. Dzięki temu uzyskano impulsy o czasie trwania 10 fs i mocy szczytowej powyżej jednego TW.

Zaprezentowane zostały także układy typu NOPA, generujące bezpośrednio impulsy ultrafioletowe przy pompowaniu laserem o długości 267 nm [227], jednakże energia tak wzmocnionych impulsów była znacząco niższa od μ J. Intensywne impulsy ultrafioletowe zostały uzyskane także poprzez nieliniowe przetwarzanie częstości z wysokoenergetycznych układów typu NOPA [228–230], uzyskując przestrajane źródło impulsów ultrafioletowych o energiach impulsów ograniczonych jest do pojedynczych μ J.

W przyszłości należy rozważyć wzmacnianie parametryczne impulsów ultrafioletowych w krysztale CLBO, dla którego krawędź absorpcji przesunięta jest dalej w stronę ultrafioletu, co powinno skutkować mniejszą absorpcją dwufotonową wiązki pompującej. Dodatkowo dla tego kryształu wyliczony FOM jest dwukrotnie wyższy niż dla BBO, co oznacza skrócenia kryształu o czynnik 2 (choć natężenie wiązki jest wyższe), co powinno łagodzić skutki ewentualnego rozfazowywania termicznego oraz znacznie zwiększyć kąt akceptacji kryształu.

Szczytowa moc w zademonstrowanym układzie OPCPA UV [231] nie jest najwyższa spośród dotychczas zademonstrowanych źródeł femtosekundowych impulsów ultrafioletowych. W szczególności najbardziej atrakcyjne wydaje się podejście wykorzystujące achromatyczne przetwarzanie częstości intensywnych impulsów podczerwonych. Jednakże głównym celem przyświecającym konstrukcji wzmacniacza parametrycznego UV było wykazanie możliwości zastosowania techniki OPCPA w zakresie ultrafioletowym oraz identyfikacja ewentualnych trudności (np. tworzenie się centrów barwnych w krysztale BBO). Korzystając z kryształu CLBO, spodziewane wzmocnienie na pojedyncze przejście powinno być znacznie wyższe, co powinno skutkować nasyceniem procesu wzmacniania. Ze względu na możliwość hodowli tego kryształu o rozmiarach większych niż 10 cm, powinno to pozwolić na łatwe skalowanie energii impulsów wzmocnionych w stopniu mocy takiego wzmacniacza.

Podsumowanie

W niniejszej pracy szczegółowo omówiona została technika wzmacniania parametrycznego femtosekundowych impulsów światła. Opracowane metody numeryczne pozwoliły na identyfikację optymalnej geometrii wiązek, pozwalającej na szerokopasmowe przetwarzanie światła oraz taki dobór pozostałych parametrów, który zapewniał wysoką sprawność ekstrakcji energii z wiązki pompującej.

Przedstawiono dwie konstrukcje wzmacniaczy parametrycznych: pracującego w bliskiej podczerwieni oraz wzmacniacza pracującego w ultrafiolecie. W przypadku pierwszej konstrukcji, zasiewanej szerokopasmowymi impulsami z oscylatora femtosekundowego, zastosowano wzmacniacz w konfiguracji dwustopniowej, składającej się z przedwzmacniacza wieloprzejściowego oraz stopnia mocy z trzema kryształami nieliniowymi, wykorzystującego nowatorską technikę czasowego przesuwania impulsów. Dzięki temu, sprawność ekstrakcji energii była prawie trzykrotnie wyższa niż w analogicznej konstrukcji wykorzystującej pojedynczy kryształ nieliniowy. Moc szczytową impulsów wzmocnionych wynosiła 2 TW przy czasie trwania impulsu τ =24 fs.

W przypadku wzmacniacza pracującego w zakresie ultrafioletu, impulsy pochodzące z szerokopasmowego oscylatora femtosekundowego przetwarzane były w układzie achromatycznej generacji drugiej harmonicznej. Dzięki temu udało się zapewnić jednocześnie szerokie pasmo przetwarzania oraz wysoką sprawność konwersji. Tak wygenerowane impulsy ultrafioletowe wzmacniane były w pojedynczym krysztale BBO, wykorzystując konfigurację wieloprzejściową. W układzie tym zaobserwowano wyższą niż spodziewana absorpcję pompującej wiązki ultrafioletowej. Związane z nią efekty termiczne były czynnikiem ograniczającym całkowite wzmocnienia w tym układzie. Jako mechanizm zwiększonej absorpcji wiązki pompującej zidentyfikowano proces tworzenie się centrów barwnych w krysztale BBO przez intensywne promieniowanie ultrafioletowe. Dzięki czteroprzejściowej konfiguracji, uzyskano całkowite wzmocnienie na poziomie $2.5 \cdot 10^5$ a moc szczytowa wzmocnionych impulsów wynosiła 1.25 GW.

Dodatek A

Analityczne rozwiązanie sprzężonych równań falowych

Przy definicji pola elektrycznego jako:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t+\phi)} + c.c.$$
(A.1)

natężenie światła zapisać można w postaci:

$$I = 2\epsilon_0 nc |A|^2 = \frac{cn\epsilon_0}{2} |E|^2 \tag{A.2}$$

Przy założeniu monochromatycznych fal płaskich, propagujących się w kierunku +z, sprzężone równania falowe można zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d\widetilde{A}_s}{dz} = i\frac{2\omega_s}{n_s c} d_{eff} \widetilde{A}_p \widetilde{A}_i^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\widetilde{A}_i}{dz} = i\frac{2\omega_i}{n_i c} d_{eff} \widetilde{A}_p \widetilde{A}_s^* e^{+i\Delta kz}$$

$$\frac{d\widetilde{A}_p}{dz} = i\frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2 \beta} d_{eff} \widetilde{A}_s \widetilde{A}_i e^{-i\Delta kz}$$
(A.3)

gdzie β jest kątem schodzenia wiązki pompującej (przy założeniu dopasowania fazowego I typu *ooe* i współliniowej konfiguracji wiązek). Zespoloną amplitudę pola elektrycznego \tilde{A} można przedstawiać w postaci biegunowej:

$$\widetilde{A}_k = \rho_k e^{i\phi_i} \quad k \in \{s, i, p\}$$
(A.4)

gdzie długość wektora ρ związana jest z natężeniem światła następującą równością: $I = 2\epsilon_0 nc\rho^2$. Podstawiając biegunową postać zespolonej amplitudy do sprzężonych równań falowych (A.3), otrzymać można sprzężone równania falowe w zapisie biegunowym:

$$\frac{d\rho_s}{dz} + i\rho_s \frac{d\phi_s}{dz} = id_{eff} \frac{2\omega_s}{n_s c} \rho_p \rho_i e^{+i(\Delta kz + \phi_p - \phi_s - \phi_i)}$$

$$\frac{d\rho_i}{dz} + i\rho_i \frac{d\phi_i}{dz} = id_{eff} \frac{2\omega_i}{n_i c} \rho_p \rho_s e^{+i(\Delta kz + \phi_p - \phi_s - \phi_i)}$$

$$\frac{d\rho_p}{dz} + i\rho_p \frac{d\phi_p}{dz} = id_{eff} \frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2 \beta} \rho_s \rho_i e^{-i(\Delta kz + \phi_p - \phi_s - \phi_i)}$$
(A.5)

Zauważyć można, że człon fazowy dla wszystkich równań jest identyczny, dzięki czemu można wprowadzić nową zmienną, zwaną fazą procesu parametrycznego θ :

$$\theta = \Delta kz + \phi_p - \phi_s - \phi_i \tag{A.6}$$

Korzystając z następującej tożsamości:

.

$$e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta \tag{A.7}$$

zespolone równania (A.5) mogą zostać rozdzielone na 6 niezależnych równań, opisujacych ewolucje cześci rzeczywistej (ewolucja amplitud ρ) oraz cześci urojonej (ewolucja faz ϕ):

$$\frac{d\rho_s}{dz} = -d_{eff} \frac{2\omega_s}{n_s c} \rho_p \rho_i \sin \theta$$

$$\frac{d\rho_i}{dz} = -d_{eff} \frac{2\omega_i}{n_i c} \rho_p \rho_s \sin \theta$$

$$\frac{d\rho_p}{dz} = +d_{eff} \frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2 \beta} \rho_s \rho_i \sin \theta$$

$$\frac{d\phi_s}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_p \rho_i}{\rho_s} \frac{2\omega_s}{n_s c} \cos \theta$$

$$\frac{d\phi_i}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_p \rho_s}{\rho_i} \frac{2\omega_i}{n_i c} \cos \theta$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = +d_{eff} \frac{\rho_s \rho_i}{\rho_p} \frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2 \beta} \cos \theta$$
(A.8)

Zgodnie z definicją fazy procesu parametrycznego (A.6), jej pochodną zapisać można w następującej postaci:

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta k + \frac{d\phi_p}{dz} - \frac{d\phi_s}{dz} - \frac{d\phi_i}{dz}$$
(A.9)

Podstawiając do powyższego wzoru wyrażenia na pochodne faz wiązek z zgodnie z równaniami (A.8), otrzymuje się wyrażenie opisujące ewolucję fazy procesu parametrycznego, zależne jedynie od wartości amplitud ρ oraz fazy procesu θ :

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta k + \cos\theta \ d_{eff} \left(\frac{2\omega_p}{n_p c \cos^2\beta} \frac{\rho_s \rho_i}{\rho_p} - \frac{2\omega_s}{n_s c} \frac{\rho_p \rho_i}{\rho_s} - \frac{2\omega_i}{n_i c} \frac{\rho_p \rho_s}{\rho_i} \right)$$
(A.10)

Wykazać można, że niezmiennikiem sprzężonych równań falowych jest całkowite natężenie światła I_0 , przepływające przez płaszczyznę prostopadłą do kierunku wektora falowego (przy złożeniu konfiguracji współliniowej oraz oddziaływanie typu *ooe*):

$$I_0 = 2\epsilon_0 c (n_s \rho_s^2 + n_i \rho_i^2 + n_p \rho_p^2 \cos^2 \beta)$$

= $I_s + I_i + I_p \cos^2 \beta$ (A.11)

niezmienniczość tego wyrażenia łatwo można wykazać różniczkując je pozoraz korzystając z zasady zachowania energii: $\omega_p=\omega_s+\omega_i.$

Dokonanie następującej zamiany zmiennych:

$$u_{s} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{s}}{I_{0}\omega_{s}}\right)^{1/2} \rho_{s}$$

$$u_{i} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{i}}{I_{0}\omega_{i}}\right)^{1/2} \rho_{i}$$

$$u_{p} = \left(\frac{2\epsilon_{0}cn_{p}}{I_{0}\omega_{p}}\cos^{2}\beta\right)^{1/2} \rho_{p}$$

$$\xi = gz \qquad \text{gdzie: } g = d_{eff} \left(\frac{2I_{0}\omega_{s}\omega_{i}\omega_{p}}{c^{3}\epsilon_{0}n_{s}n_{i}n_{p}\cos^{2}\beta}\right)^{1/2}$$
(A.12)

pozwala zapisać sprzężone równania (A.8) w zgrabnej, symetrycznej postaci:

$$\frac{du_s}{d\xi} = -u_i u_p \sin \theta$$

$$\frac{du_i}{d\xi} = -u_s u_p \sin \theta$$

$$\frac{du_p}{d\xi} = +u_s u_i \sin \theta$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Delta S + \cos \theta \left(\frac{u_s u_i}{u_p} - \frac{u_p u_i}{u_s} - \frac{u_p u_s}{u_i} \right)$$
(A.13)

przy czym wielkość $u_k^2 = I_k/(I_0\omega_k)$ jest proporcjonalna do liczby fotonów w danej wiązce a wielkość $\Delta S = \Delta k z/\xi$ jest stałą niezależną od z opisującej wielkość niedopasowania falowego. Przy takim zapisie równań falowych, zasada zachowania natężenia (analogiczna do wyrażenia (A.11)) wyraża się w bardzo prosty sposób:

$$\omega_s u_s^2 + \omega_i u_i^2 + \omega_p u_p^2 = 1 \tag{A.14}$$

Dodatkowo można wypisać trzy stałe ruchu m1, m2, m3, opisujące relacje Manley-Rowe'a - zasadę zachowania liczby fotonów w procesie parametrycznym. Niezmienniczość tych stałych można w prosty sposób wykazać poprzez różniczkując je względem ξ :

$$m_{1} = u_{s}^{2} + u_{p}^{2}$$

$$m_{2} = u_{i}^{2} + u_{p}^{2}$$

$$m_{3} = u_{s}^{2} - u_{i}^{2}$$
(A.15)

Równanie opisujące ewolucję fazy procesu parametrycznego (A.13) po prostych przekształceniach algebraicznych można zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Delta S + \operatorname{ctg} \theta \frac{d}{d\xi} \ln(u_s u_i u_p) \tag{A.16}$$

Powyższe równanie może zostać odcałkowane. W tym celu równanie (A.16) należy pomnożyć przez $tg\theta$:

$$\operatorname{tg} \theta \frac{d\theta}{d\xi} - \frac{d}{d\xi} \ln(u_s u_i u_p) = \Delta S \operatorname{tg} \theta \tag{A.17}$$

Korzystając z następującej tożsamości: $tg\theta \frac{d\theta}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} (-\ln(|\cos \theta|) + C)$, lewą stronę równania można przekształcić do następującej postaci:

$$\frac{d}{d\xi} \left[-\ln(|\cos\theta|) + C - \ln(u_s u_i u_p) \right] = \Delta S \operatorname{tg} \theta \tag{A.18}$$

która może zostać dodatkowo uproszczona:

$$\frac{d}{d\xi} \left[\ln(|\cos\theta| u_s u_i u_p D) \right] = -\Delta S \operatorname{tg} \theta \tag{A.19}$$

gdzie l
nD=-C.Zamiana zmiennych $h=|\cos\theta|u_su_iu_pD,$ prowadzi do równania:

$$\frac{d}{d\xi}\ln h = -\Delta S \operatorname{tg} \theta \tag{A.20}$$

Korzystając z tożsamości różniczkowej: $\frac{d}{d\xi} \ln h = h^{-1}h',$ równanie (A.20) zapisać można jako:

$$h' = -h\Delta S \operatorname{tg} \theta \tag{A.21}$$

Podstawiając powtórnie definicję wielkości h oraz korzystając z tożsamości $|\cos \theta| = \arg(\cos \theta) \cos \theta$, otrzymujemy:

$$h' = -h\Delta S \operatorname{tg} \theta = -\Delta S \sin \theta \operatorname{arg}(\cos \theta) u_s u_i u_p D$$

= $-\Delta S D u_p \operatorname{arg}(\cos \theta) (u_s u_i \sin \theta)$ (A.22)

Można zauważyć, że wyrażenie w ostatnim nawiasie jest tożsame z trzecim równaniem z zestawu równań A.13, zatem:

$$h' = -\Delta S u_p u'_p D \arg(\cos \theta) = -\frac{1}{2} \Delta S D \arg(\cos \theta) (u_p^2)'$$
(A.23)

Dzięki tym przekształceniom, równanie (A.23) może zostać bezpośrednio odcałkowane:

$$h = -\frac{1}{2}\Delta SDu_p^2 \arg(\cos\theta) + E \tag{A.24}$$

Ponowne wykorzystanie definicji wielkości h, pozwala napisać odcałkowane wyrażenie na fazę procesu parametrycznego:

$$\cos\theta u_s u_i u_p = -\left(\frac{1}{2}\Delta S u_p^2 + \Gamma\right) \tag{A.25}$$

gdzie stała całkowania Γ wyliczana jest z warunków początkowych, tj. $\theta(0), u_k(0)$. W przypadku idealnego dopasowania fazowego $\Delta k = 0 \Rightarrow \Delta S = 0$ rozwiązanie przyjmuje uproszczoną postać:

$$\cos\theta u_s u_i u_p = -\Gamma \tag{A.26}$$

Dodatkowo przypadek wzmacniacza parametrycznego, dla którego natężenie początkowe wiązki jałowej wynosi $u_i = 0$, odpowiada stałej całkowania $\Gamma = 0$. Oznacza to, że dla wzmacniacza parametrycznego, w przypadku idealnego dopasowania fazowego, faza procesu parametrycznego przyjmować może jedynie wartości: $\theta = \pm \pi/2$.

Trzecie z równań A.13, po pomnożeniu prze
z $2u_p,$ można zapisać w następującej postaci:

$$2u_p \frac{du_p}{d\xi} = 2u_p u_s u_i \sin \theta$$

$$\frac{du_p^2}{d\xi} = 2u_p u_s u_i \sin \theta$$
(A.27)

W powyższym równaniu zależność od fazy θ można wyeliminować korzystając z rozwiązania A.25:

$$\frac{du_p^2}{d\xi} = \pm 2u_p u_s u_i (1 - \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}} = \pm 2 \left[(u_p u_s u_i)^2 - (\Gamma + \frac{1}{2} \Delta S u_p^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$
(A.28)

Całkując powyższe równanie metodą rozdzielania zmiennych, można napisać jawną postać na $\xi:$

$$\xi = \pm \frac{1}{2} \int_{u_p^2(0)}^{u_p^2(\xi)} \frac{d(u_p^2)}{\sqrt{(u_p u_s u_i)^2 - (\Gamma + \frac{1}{2}\Delta S u_p^2)^2}}$$
(A.29)

Korzystając zależności Manley-Rowe'a (A.15), zmienne u_i i u_p można wyrazić przy pomocy zmiennej u_p :

$$\xi = \pm \frac{1}{2} \int_{u_p^2(0)}^{u_p^2(\xi)} \frac{d(u_p^3)}{\sqrt{u_p^2(m_1 - u_p^2)(m_2 - u_p^2) - (\Gamma + \frac{1}{2}\Delta S u_p^2)^2}}$$
(A.30)

Mianownik powyższego równania jest równaniem trzeciego stopnia i posiada trzy miejsca zerowe, które mogą zostać wyznaczone analitycznie. Niech zera tego wielomianu spełniają następującą nierówność: $u_{p3} \ge u_{p2} \ge u_{p1} \ge 0$, wtedy równanie (A.30) można przepisać do postaci:

$$\xi = \pm \frac{1}{2} \int_{u_p^2(0)}^{u_p^2(\xi)} \frac{d(u_p^3)}{\sqrt{(u_p - u_{p1})(u_p - u_{p2})(u_p - u_{p3})}}$$
(A.31)

Dzięki dwóm dodatkowym podstawieniom algebraicznym:

$$y^{2} = (u_{p}^{2} - u_{p1}^{2})/(u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})$$

$$\gamma^{2} = (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})/(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})$$
(A.32)

o następujących własnościach:

$$y^{2}(u_{p}^{2} = u_{p1}^{2}) = 0$$

$$y^{2}(u_{p}^{2} = u_{p2}^{2}) = 1$$

$$\gamma^{2}y^{2}(u_{p}^{2} = u_{p3}^{2}) = 1$$

(A.33)

równanie (A.31) zapisać można w postaci eliptycznej całki Jacobiego:

$$\xi = \frac{\pm 1}{(u_{p3}^2 - u_{p1}^2)^{1/2}} \int_{y=0}^y \frac{dy}{\sqrt{(1-y^2)(1-y^2\gamma^2)}}$$
(A.34)

Analityczne rozwiązania na ymożna zapisać w postaci eliptycznej funkcji Jacobiegosn:

$$y^{2} = sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}(\xi + \xi_{0}), \gamma]$$
(A.35)

Korzystając z definicji y, można napisać jawną postać rozwiązania na u_p , a wyrażenia na dwie pozostałe wielkości: u_s i u_i można otrzymać korzystając z rozwiązania na u_p oraz z zależności Manley-Rowe'a:

$$\begin{split} u_{p}^{2}(\xi) &= u_{p1}^{2} + (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}(\xi + \xi_{0}), \gamma] \\ u_{s}^{2}(\xi) &= u_{i}^{2}(0) + u_{p}^{2}(0) - u_{p1}^{2} - (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}(\xi + \xi_{0}), \gamma] \\ u_{s}^{2}(\xi) &= u_{s}^{2}(0) + u_{p}^{2}(0) - u_{p1}^{2} - (u_{p2}^{2} - u_{p1}^{2})sn^{2}[(u_{p3}^{2} - u_{p1}^{2})^{1/2}(\xi + \xi_{0}), \gamma] \end{split}$$
(A.36)

Powyższe równania przedstawiają jawną postać analitycznego rozwiązania sprzężonych równań falowych.
Dodatek B

Ściskanie światła - podejście klasyczne

W przypadku detekcji ultrasłabych sygnałów (jak np. sygnały generowane przez fale grawitacyjne w interferometrze LIGO [232]) częstym ograniczeniem czułości, po eliminacji szumów aparaturowych, elektronicznych etc., pozostaje śrutowy szum światła - będący przejawem jego kwantowej natury. Przez długi czas wierzono, że szum kwantowy stanowi nieprzekraczalną barierę czułości dla wielu eksperymentów, strzeżoną przez prawa mechaniki kwantowej. Przełomowym momentem dla technik detekcji było zaproponowanie idei ściśniętego stanu światła [233,234], w której te same prawa mechaniki kwantowej pozwalają na taką modyfikację szumu kwantowego, aby możliwa była detekcja z nieosiągalną wcześniej czułością [235,236].

W formalizmie mechaniki kwantowej światło w pojedynczym modzie przestrzennoczasowym można zapisać w następującej postaci:

$$E(\mathbf{r},t) = A \left[\hat{X}_1 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \hat{X}_2 \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right]$$
(B.1)

przy czym wielkości \hat{X}_1 oraz \hat{X}_2 mają interpretację kwantowych amplitud pola elektrycznego, przesuniętych względem siebie o $\pi/2$, które noszą nazwę kwadratur. Obydwie kwadratury można utożsamiać z długościami wektora pola elektrycznego $E(\mathbf{r},t)$ oraz pola magnetycznego $H(\mathbf{r},t)$ lub ze składową rzeczywistą oraz urojoną pola elektrycznego w zapisie zespolonym. Można wykazać, że kwadratury pola spełniają następujące reguły komutacyjne [6]:

$$[\hat{X}_1, \hat{X}_2] = \frac{i}{2} \tag{B.2}$$

ponadto iloczyn dyspersji obydwu wielkości spełnia następującą nierówność:

$$\Delta \hat{X}_1 \Delta \hat{X}_2 \ge \frac{1}{4} \quad \text{gdzie:} \quad \Delta \hat{X}_i = \sqrt{\langle \hat{X}_i^2 \rangle - \langle \hat{X}_i \rangle^2}$$
(B.3)

Zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej, dla niekomutujących operatorów nie jest możliwy jednoczesny pomiar obydwu wielkości z dowolnie wysoką dokładnością, co jest konsekwencją zasady nie
oznaczoności Heisenberga (w przypadku kwantowego oscylatora harmonicznego, kwadraturami są pęd oraz położenie). Kwadratury
 \hat{X}_1 oraz \hat{X}_2 , rozpinają przestrzeń fazową, na której ewolu
uje stan kwantowy.

Na przestrzeni kwadratur zdefiniować można wiele funkcji, które w jednoznaczny sposób opisuja dowolny stan kwantowy. Przykładem takiej dwuwymiarowej funkcji, której wartości marginalne maja interpretacje klasycznej gestości prawdopodobieństwa, jest funkcja Wignera. Nie jest ona klasyczna funkcja prawdopodobieństwa, gdyż w szczególnych przypadkach może ona przyjmować wartości ujemne. Rozkładem bliższym klasycznemu rozkładowi prawdopodobieństwa jest funkcja Q (ang. Q-function) zwana także rozkładem Husimi. W przeciwieństwie do rozkładu Wignera, rozkład ten jest zawsze dodatnio określony. Wartość funkcji dla danego punktu z przestrzeni kwadratur nie jest prawdopodobieństwem pomiaru łącznego wielkości \hat{x}_1 i \hat{x}_2 (gdyż taki pomiar nie jest możliwy), a jedvnie określa prawdopodobieństwo z jakim wartości zmierzone znajda sie w obszarze wokół danego punktu. Wada tego rozkładu jest fakt, że wartości marginalne dla Q-funkcji nie są klasycznymi prawdopodobieństwami. Można wykazać że Q-funkcja jest konwolucją rozkładu Wignera z dodatnim dwuwymiarowym rozkładem Gaussa¹. Ze względu na nieklasyczne właściwości obydwu funkcji nosza one nazwę rozkładów guasi-prawdopodobieństwa.

W przypadku stanu koherentnego, który wiernie opisuje stan światła laserowego, można wykazać, że minimalizuje on zasadę nieoznaczoności²:

$$\Delta \hat{X}_i^2 = \frac{1}{4} \quad \text{dla} \quad i = 1 \text{ lub } 2 \tag{B.4}$$

odpowiada to rozkładowi Q-funkcji o najmniejszej powierzchni (objętości).

W optyce kwantowej, stanami ściśniętymi określa się stany, dla których jedna z kwadratur pola spełnia powyższą nierówność:

$$\Delta \hat{X}_i^2 < \frac{1}{4} \tag{B.5}$$

co równoważne jest stwierdzeniu, że dyspersja danej kwadratury jest mniejsza niż dla stanu koherentnego (minimalizującego zasadę nieoznaczoności). Jednocześnie powoduje to zwiększenia niepewności pomiaru drugiej kwadratury pola tak, aby spełniona była zasada nieoznaczoności (B.3). W obrazie Q-funkcji, ewolucja stanów kwantowych w procesie ściskania można utożsamiać z idealnie nieściśliwą cieczą. Oznacza to, że ściskanie rozkładu w jednym z kierunków, powoduje jego rozciągnięcie w kierunku prostopadłym - tak, aby zachować powierzchnię (objętość) stanu.

 $^{^1\}mathrm{Aby}$ otrzymać rozkład Q-funkcji należy policzyć splot funkcji Wignera z funkcją Wignera stanu próżni kwantowej

 $^{^2 \}rm Dokładnie te same reguły komutacyjne zachodzą także dla stanu próżni kwantowej, przez co można utożsamiać ją ze stanem koherentnym, o zerowej liczbie fotonów.$

W praktyce ściskanie światła laserowego oznacza, że dla jednej z kwadratur światła (wyznaczonej przez fazę względem wiązki referencyjnej - lokalnego oscylatora), możliwe jest uzyskanie fluktuacji poniżej szumu kwantowego stanu koherentnego. Jednocześnie dla fazy przesuniętej o $\pi/2$, fluktuacje światła ściśniętego będą większe niż dla stanu wejściowego.

Ściśnięte stany światła doświadczalnie realizuje się np. w procesie mieszania czterech fal, generacji drugiej harmonicznej, w ośrodku Kerrowskim lub w zdegenerowanym wzmacniaczu parametrycznym. W przypadku zdegenerowanego wzmacniacza parametrycznego (wzmacniacz typu DOPA - ang. Degenerate Optical Parametric Amplifier) degeneracja polega na nierozróżnialności wiązki sygnałowej oraz jałowej. W praktyce oznacza to, że oddziaływują ze sobą jedynie dwie wiązki: sygnałowa oraz pompująca. W obrazie fotonowym odpowiada to sytuacji, w której pojedynczy foton wiązki pompującej zamieniany jest na dwa identyczne fotony (tworząc wiązkę sygnałową-jałową) o częstotliwościach dwukrotnie mniejszych niż foton wyjściowy.

Jak zostało wykazane we wcześniejszych podrozdziałach, kierunek przepływu energii w procesie wzmacniania parametrycznego określony jest przez wartość fazy procesu parametrycznego θ . Dzięki temu wzmacniacz parametryczny zachowuje się w sposób analogiczny do elektronicznego wzmacniacza fazoczułego. Z tego powodu pole elektryczne wiązki sygnałowej, dla której faza procesu parametrycznego wynosi $\theta = -\pi/2$, zostanie wzmocnione a wiązka, której faza jest przesunięta o $\pi/2$, zostanie osłabiona - co stanowi podstawę procesu ściskania światła w wzmacniaczach typu DOPA.

W klasycznym podejściu próżnię kwantową można przedstawić jako fluktuujące pole elektryczne, którego wartość średnia wynosi zero, ale posiada niezerową dyspersja o gaussowskim rozkładzie szumu³. Bezwzględna wartość amplitudy takiego pola zależy od wyboru konkretnego modu czasowo-przestrzennego, dlatego jego natężenie nie jest ściśle określaną wartością. Przy takiej reprezentacji próżni kwantowej (w klasycznym podejściu jest to równoważne słabemu szumowi o charakterystyce gaussowskiej) Q-funkcja próżni jest opisana dwuwymiarową funkcją Gaussa - centrowaną wokół środka układu współrzędnych.

Aby zasymulować proces ściskania próżni kwantowej, losowo wygenerowany został zbiór 20000 punktów z gaussowskim rozkładem prawdopodobieństwa, reprezentujący początkowe położenie punktów w przestrzeni fazowej kwadratu X_1, X_2 - zdefiniowanych jako składowa rzeczywista oraz urojona pola elektrycznego. Dzięki temu otrzymano zbiór zespolonych amplitud wiązki sygnałowej, które tworzyły zestaw parametrów wejściowych dla wzmacniacza typu DOPA⁴. Następnie dla każdego z punktów niezależnie liczona była ewolucja zgodnie z opisaną wcześniej procedurą numeryczną.

Przy ustalonej fazie wiązki pompujące
j $\theta_p = -90^\circ$, ewolucja pola wejściowego zależy od jego fazy, a tym
 samym od wartości fazy procesu θ . Powtarzając procedurę numeryczną dla każ
dego z punktów niezależnie można otrzymać zbiór

 $^{^3 {\}rm Kwantowo}$ jest to pole o najnižszej możliwej energii modu $E=1/2 \hbar \nu$ (ZPE - ang. Zero Point Energy).

⁴Działanie tego wzmacniacza opisywane jest przez sprzężone równania falowe (1.24), przy założeniu: $\lambda_s = \lambda_i$.

wartości pola elektrycznego na wyjściu wzmacniacza parametrycznego. Zmiana grubości kryształu pozwala kontrolować długość drogi oddziaływania, a tym samym wielkość (siłę) ściskania. Wyniki symulacji procesu ściskania dla stanu próżni kwantowej zostały przedstawione na Rysunku B.1 - pierwszy wiersz. Ko-



Rysunek B.1: Parametryczne ściskanie światła - symulacje numeryczne. Pierwszy wiersz - ściskanie próżni kwantowej, drugi wiersz - ściskanie fazowe stanu koherentnego, trzeci wiersz - ściskanie fazowe stanu koherentnego dla fazy $\theta = 45^{\circ}$.

lorem czarnym zostały oznaczone punkty odpowiadające polu wejściowemu, a kolorem czerwonym - polu wyjściowemu. Pierwsza kolumna przedstawia wartość kwadratury X_1 pola elektrycznego, w kolumnie drugiej zostały wyrysowane wartości fazy dla każdego z punków pola wejściowego i wyjściowego względem fazy wiązki pompującej. Dla stanu próżni kwantowej (nie ściśniętej), amplituda ma stały rozkład gaussowski centrowany wokół zera. Jednocześnie jej faza ma płaski rozkład niezależny od czasu. Na wyjściu układu rozkład szumu amplitudy kwadratury X_1 próżni przestaje być równomierny. Okresowo pojawiają się obszary dla których fluktuacje pola ulegają zwiększeniu oraz obszary o obniżonej wartości szumu. Oznacza to, że w zależności od fazy pola wejściowego (względem wiązki pompującej) fluktuacje amplitudy stanu próżni kwantowej ulegają wzmocnieniu bądź osłabieniu. Wyjściowy stan nosi nazwę stanu ściśniętej próżni. Warto nadmienić, że określenie ściśnieta próżnia nie jest zbyt trafne, gdyż sugeruje że stan ten ciągle pozostaje próżnią (stan o najniższej energii). W procesie ściskania do stanu próżni dostarczana jest energia a nazwa jedynie powinna sugerować pochodzenie stanu wejściowego. Oznacza to, że po ściśnięciu istnieje niezerowe prawdopodobieństwa detekcji fotonu - taki stan posiada niezerową energię. Dodatkowo można zauważyć, że dla stanu ściśniętej próżni faza staje się dobrze określona, przyjmując wartość $\pm \pi/2$ względem fazy wiązki pompującej.

Analogiczne wyniki zostały uzyskane dla stanu koherentnego. Stan ten różni się od stanu próżni kwantowej tym, że na równomierny szum pola elektrycznego próżni nałożona jest dodatkowa sinusoidalna oscylacja. Wielkość tej oscylacji decyduje o nateżeniu światła (średniej liczbie fotonów w stanie koherentnym), a częstość oscylacji - o długości fali. Aby uwidocznić wpływ ściskania na szum światła, amplituda członu oscylującego została dobrana tak, aby była porównywalna z wielkościa amplitudy szumu próżni. Odpowiada to stanowi koherentnemu o niewielkiej średniej liczbie fotonów⁵. Natomiast częstość oscylacji dobrano tak, aby była dwukrotnie mniejsza niż częstość oscylacji wiązki pompującej. Wyniki ściskania stanu koherentnego dla fazy procesu parametrycznego: $\theta_p - 2\theta_s = -90^\circ$ zostały przedstawione w drugim wierszu Rysunku B.1. W tym przypadku faza θ odpowiada warunkowi wzmocnienia maksimów pola wiązki wejściowej (amplituda ulega wzmocnieniu), a obszary gdzie funkcja przechodzi przez zero - osłabieniu. Dzięki temu możliwe staje się dokładne wyznaczenie miejsc zerowych fali a tym samym precyzyjne określenie jej fazy. Z tego wzgledu tego typu stany nosza nazwę stanów ściśniętych fazowo - druga kolumna wykresu B.1.

W trzecim wierszu została przedstawiona sytuacja wzmacniania stanu koherentnego w przypadku, gdy faza procesu przyjmuje wartość pośrednią: $\theta = 45^{\circ}$. Można zaobserwować, że wzmocnione pole jest przesunięte w fazie w stosunku do pola wejściowego tak, aby spełniony był warunek wzmacniania.

Gdy faza procesu wynosi: $\theta = \theta_p - 2\theta_s = 90^\circ$ odpowiada to warunkowi osłabiania, tj. przelewania energii z wiązki sygnałowej do wiązki pompującej. W praktyce oznacza to, że dla wejściowego stanu koherentnego, maksima oscylacji będą osłabiane. Jednocześnie obszary, dla których oscylacje pola przechodzą przez zero (przesunięte o $\pi/2$) będą wzmacniane. Odpowiada to sytuacji przeciwnej do ściskania fazowego. Efektywnie światło na wyjściu wzmacniacza będzie osłabione (obniżone natężenie), jednakże jego niezwykła cecha jest zmniejszenie fluktuacji maksimów amplitudy w stosunku do wejściowego stanu koherentnego. Swiatło tego typu nosi nazwę światła ściśniętego amplitudowo. Na Rysunku B.2 zostały przedstawione wyniki dla ściskania amplitudowego, przy czym kolejne wiersze odpowiadają różnym długościom kryształu, a tym samym różnym stopniom ściśniecia. W szczególności w pierwszych dwóch wierszach widoczne jest wyraźne zmniejszenie fluktuacji maksimów amplitudy, przy jednoczesnym wzroście fluktuacji w okolicach przejścia amplitudy przez zero. W trzecim wierszu, dla którego wzmocnienie jest największe (najdłuższy kryształ), ściśnięte światło przestaje naśladować falę wchodzącą, upodobniając się do stanu ściśniętej próżni (zarówno faza, jak i amplituda - patrz Rysunek B.1). Jest to przejaw niedopasowania fazy wiązki wejściowej do wzmacniacza, która w procesie parametrycznym jest osłabiana (wzmocnienie G < 1). Jednocześnie wybiórczo wzmacniany jest szum, którego faza spełnia warunek wzmacniania. Aby uzyskać wiązkę ściśniętą amplitudowo o zadanym natężeniu, natężenie wiązki wejściowej musi być na

 $^{^5\}mathrm{W}$ języku klasycznym odpowiada to słabemu światłu z pewnym dodatkowym, losowym szumem.



Rysunek B.2: Stan światła ściśnięty amplitudowo, faza procesu $\theta = 90^{\circ}$, kolejne wiersze odpowiadają różnym długościom kryształu - sile ściskania. Pierwsza kolumna - ewolucja amplitudy, druga kolumna - ewolucja fazy.

odpowiednio wyższym poziomie. Dla krótkich kryształów natężenie wiązki ściśniętej ulega osłabieniu, ale w przypadku gdy kryształ jest odpowiednio długi (wzmocnienie G > 1), natężenie wzmocnionego szumu może przewyższać natężenie wiązki wejściowej. Wtedy na wyjściu obserwuje się stan analogiczny do stanu ściśniętej próżni.

Analizując fazę światła ściśniętego amplitudowo, w szczególności środkowy wiersz, można zauważyć, że ulega ona znacznemu rozmyciu - w przeciwieństwie do światła ściśniętego fazowo. Jest to kolejny przejaw zasady nieoznaczoności, tj. gdy amplituda fali jest dokładnie określona, jej faza musi być nieokreślona i odwrotnie.

Tego typu stany zostały doświadczalnie zrealizowane we wzmacniaczu DOPA a następnie scharakteryzowane przy wykorzystaniu techniki detekcji homodynowej [237]. Ponadto autorzy wspomnianej pracy zrekonstruowali pełną macierz gęstości dla ściśniętych stanów światła, wyrażoną w reprezentacji stanów Focka (reprezentacja w stanach liczby fotonów), wykorzystując w tym celu pomiar z detekcji homodynowej oraz algorytmy opisane w pracach [238,239].

Aby potwierdzić poprawność przedstawionej interpretacji ściskania światła jako przejawu klasycznego wzmacniania fazoczułego, dodatkowo została napisana procedura pozwalająca na odzyskanie statystyki fotonów z zasymulowanych rozkładów pól elektrycznych na wyjściu wzmacniacza parametrycznego. Zastosowany algorytm odzyskiwania statystyki, wykorzystujący normowalne i nienormowalne rozwiązania stacjonarnego równania Schrödingera, został zaczerpnięty z publikacji [239,240].

W macierzy gęstości w reprezentacji stanów Focka, elementami które decydują o statystyce fotonów są elementy diagonalne macierzy. Dodatkowo ograniczenie się jedynie do elementów diagonalnych, pozwalana na znaczne uproszczenie metody obliczeniowej. W pierwszym etapie procedury odzyskiwania statystyki fotonów, rozkład czasowy pola dla jednej z kwadratur pola wyjściowego, zostaje scałkowany po czasie - uzyskując rozkład prawdopodobieństwa w funkcji natężeniu pola uśrednionego po czasie - patrz druga kolumna na Rysunku B.3. Pierwsza kolumna rysunku przedstawia punkty, odpowiadające wartościom jednej z kwadratur pola wyjściowego wzmacniacza, wtedy gdy stanem wejściowym jest stan próżni kwantowej. Kolejne wiersze przedstawiają wynik ściskania próżni dla



Rysunek B.3: Statystyka fotonów dla stanów ściśniętej próżni. Pierwsza kolumna - kwadratura pola na wyjściu wzmacniacza; druga kolumna - scałkowane rozkłady prawdopodobieństwa; trzecia kolumna - odzyskana statystyka fotonów. Kolejne wiersze odpowiadają kryształom o różnych grubościach - różna siła ściskania.

kryształu o różnych grubościach. Pierwszy wiersz przedstawi rozkład pola wejściowego - próżnia nieściśnięta - co dopowiada kryształowi o zerowej grubości. Druga kolumna przedstawia scałkowane po czasie rozkłady pola wyjściowego. Można zauważyć płynną ewolucję od rozkładu gaussowskiego - dla stanu próżni do rozkładu bliskiego rozkładowi Lorentza - dla stanów ściśniętej próżni. Krzywa ta zawiera pełną informacja o statystyce fotonów, tzn. o elementach diagonalnych macierzy gęstości⁶.

⁶Aby odzyskać całą macierz gęstości, tj. pełną informację o kwantowym stanie światła, całkowanie po czasie musi odbywać się z odpowiednimi funkcjami próbnymi [240].

W drugim etapie algorytmu odzyskiwania statystyki fotonów, krzywa rozkładu prawdopodobieństwa (druga kolumna) mnożona jest przez odpowiednie funkcje (normowalne i nienormowalne) stacjonarnego rozwiązania równania Schrödingera - szczegóły algorytmu oraz definicję tych funkcji można znaleźć w pracy [240]. W ten sposób można odzyskać pełną statystykę fotonów dla stanów światła na wyjściu wzmacniacza parametrycznego. Dodatkowo stan próżni kwantowej pełni funkcję normującą dla pozostałych rozkładów pola.

Tak odzyskana statystyka fotonów dla stanów ściśniętej próżni, została przedstawiona w trzeciej kolumnie Rysunku B.3. Można zaobserwować, że dla stanu wejściowego (próżnia kwantowa - pierwszy wiersz) makroskopowo obsadzony jest jedynie stan zerofotonowy $|0\rangle$ - brak fotonu. Wraz ze zwiększaniem grubości kryształu, prawdopodobieństwo detekcji stanu $|0\rangle$ spada, jednocześnie rośnie prawdopodobieństwo detekcji stanów o parzystej liczbie fotonów $|2n\rangle$. Parzystość fotonów dla ściśniętej próżni można łatwo wyjaśnić, przypominając sobie działanie zdegenerowanego wzmacniacza, gdzie pojedynczy foton pompy zmieniany jest na dwa identyczne fotony sygnałowe.

W analogiczny sposób została przeprowadzona analiza statystyki fotonów, dla ściśniętych stanów koherentnych. Wyniki odzyskanej statystyki dla stanów ściśniętych fazowo, amplitudowo oraz z fazą $\theta = 120^{\circ}$, zostały przedstawione na Rysunku B.4. W pierwszym wierszu przedstawiono wejściowy stan koherent-



Rysunek B.4: Statystyka fotonów dla ściśniętych stanów koherentnych. Pierwsza kolumna - kwadratura pola na wyjściu wzmacniacza, druga kolumna - scałkowane rozkłady prawdopodobieństwa, trzecia kolumna - odzyskana statystyka fotonów. W kolejnych wierszach przedstawione są stany: wejściowy (stan koherentny) a następnie stany ściśnięte: fazowo, amplitudowo oraz z faza $\theta = 120^{\circ}$.

ny z odpowiadającą mu poissonowską statystyką fotonów, który następnie był poddawany procesowi ściskania. Zgodnie z oczekiwaniami dla stanu ściśniętego

fazowo (drugi wiersz), statystyka fotonów ma rozkład szerszy niż dla stanu wejściowego oraz większą średnią liczbę fotonów, co jest następstwem wzmacniania światła. Dla stanu ściśniętego amplitudowo - trzeci wiersz - statystyka fotonów ma mniejszą szerokość niż dla wejściowego stanu koherentnego, tj. rozkład jest sub-Poissonowski. Dodatkowo w następstwie osłabienia światła (G < 1) w procesie ściskania amplitudowego, średnia liczba fotonów jest mniejsza niż dla stanu wejściowego. W ostatnim wierszu zostały przedstawione wyniki ściskania stanu koherentnego dla przypadku fazy $\theta = 120^{\circ}$. Średnia liczba fotonów jest identyczna jak w przypadku wejściowego stanu koherentnego, jednakże szerokość rozkładu ulega znacznemu poszerzeniu.

W analogiczny sposób można zasymulować proces ściskania a następnie odzyskać statystykę fotonów dla innych stanów światła, np. dla stanu termicznego⁷ czy stanu jednofotonowego. Warty podkreślenia jest fakt, że z pojedynczej krzywej rozkładu prawdopodobieństwa (druga kolumna na Rysunkach B.3 oraz B.4 - scałkowane prawdopodobieństwo detekcji jednej z kwadratur pola) - wielkości mającej dobrą klasyczną interpretację - można odzyskać pełną statystykę fotonów - wielkość niemającą odpowiednika w fizyce klasycznej.

Dla przedstawionych powyżej stanów światła został wyliczony rozkład Qfunkcji w przestrzeni kwadratury pola X_1 oraz X_2 . Punkty rozkładu otrzymano ewoluując punkty z przestrzeni X_1, X_2 , wylosowane z odpowiednim rozkładem prawdopodobieństwa, uzyskując rozkład pola wyjściowego X'_1, X'_2 .

Taka propagacja punktów z przestrzeni fazowej $X \longrightarrow X'$ jest możliwa dla stanów dla których funkcji Wignera jest dodatnio określona - stanów "klasycznych" - wliczając w to stany ściśnięte próżni i stanu koherentnego⁸. Na Rysunku B.5, zostały przestawione rozkłady funkcji Q-funkcji dla stanów ściśniętej próżni, przy czym kolorem szarym oznaczono stan próżni kwantowej a kolorem żółtym i czerwonym - stany ściśniętej próżni dla faz θ przesuniętych względem siebie o $\pi/2$. Łatwo można zauważyć, że dla stanów ściśniętych szerokość rozkładu dla jednej z kwadratur ulega zawężeniu, przy jednoczesnym poszerzeniu rozkładu w kierunku prostopadłym.

W analogiczny sposób zostały zrekonstruowane zostały rozkłady Q-funkcji dla ściśniętych stanów koherentnych - wyniki zostały przedstawione na Rysunku B.6. Kolor szary oznacza stan próżni kwantowej, kolor niebieski - wejściowy stan koherentny (oddalony od środka układu współrzędnych), kolor żółty i czerwony stany koherentne ściśnięte amplitudowo oraz fazowo - a kolorem zielonym oznaczony został stan koherentny ściśnięty pod kątem $\theta = 120^{\circ}$. Ponownie można zauważyć, że stan ściśnięty fazowo ma większą energię niż stan wejściowy (jest bardziej oddalony od środka układu współrzędnych) jako przejaw wzmacniania światła a stan ściśnięty amplitudowo znajduje się bliżej środka, co jest związane z osłabieniem wiązki podczas ściskania. Dla stanów ściśniętych amplitudowo o wysokim współczynniku ściśnięcia funkcja Q upodabnia się do rozkładu ściśniętej

⁷Stan termiczny ma identyczną statystykę jak stan próżni kwantowej lecz większą amplitudę szumu. Statystyka stanu o szumie mniejszym niż szum próżni kwantowej (stan niefizyczny) skutkuje ujemnym rozkładem statystyki fotonów.

⁸Aby uzyskać stany "bardziej kwantowe", tj. takie, dla których funkcja Wignera przyjmuje wartości ujemne, Hamiltonian oddziaływania musi być co najmniej trzeciego rzędu (np. efekt Kerra czy mieszanie czterech fal).



Rysunek B.5: Rozkłady Q-funkcji dla stanów ściśniętej próżni kwantowej. Kolor szary - wejściowy stan próżni kwantowej; kolory żółty i czerwony - stany ściśniętej próżni dla dwóch faz θ przesuniętych względem siebie o $\pi/2$.

próżni.



Rysunek B.6: Rozkład Q-funkcji dla ściśniętych stanów koherentnych. Kolor szary - stan próżni kwantowej; kolor niebieski - stan koherentny; kolory żółty i czerwony - stany ściśnięte amplitudowo i fazowo; kolor zielony - ściskanie z fazą $\theta = 120^{\circ}$.

Podsumowując, wykazane zostało, że proces ściskania światła może być traktowany czysto klasycznie (opis przy pomocy sprzężonych równań falowych) a jedyna nieklasyczność znajduje się w definicji pola wejściowego - jego szumie. W przypadku stanów światła bardziej kwantowych (jak np. stany Focka lub silnie ściśnięte stany o niewielkiej średniej liczbie fotonów) funkcja Wignera przyjmuje wartości ujemne. Dla takich stanów przedstawiony opis ściskania jest niewystarczający, a poprawne wyniki uzyskać można licząc pełną kwantową ewolucję stanu światła.

Dodatek C

C.1 Absorpcja dwufotonowa - wzory na transmisję

Transmisja przez ośrodek z liniową absorpcją α przy niezerowym współczynniku odbicia Rwyraża się następującym wzorem:

$$T_0 = (1 - R)^2 e^{-\alpha L}$$
(C.1)

W przypadku niezerowej dwufotonowej absorpcji β , współczynnik transmisja przez ośrodek zależy dodatkowo od profilu przestrzennego wiązki oraz od profilu czasowego impulsu. Poniżej wypisane są jawne postacie wzorów na współczynniki transmisji przez ośrodek, dla różnych kombinacji profilu przestrzennego i czasowego impulsu:

$$T = \frac{T_0}{1+q_0} \qquad \qquad \text{CW - Top-Hat} \qquad (C.2)$$

$$T = \frac{T_0}{q_0} \ln[1 + q_0]$$
 CW - Gauss (C.3)

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-k^2)}{1 + q_0 \exp(-k^2)} dk \qquad \text{Gauss - Top-Hat} \qquad (C.4)$$

$$T = \frac{T_0}{q_0\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \ln\left[1 + q_0 \exp(-k^2)\right] dk \qquad \text{Gauss - Gauss} \qquad (C.5)$$

gdzie wielkość q_0 zdefiniowana jest jako:

$$q_0(I_0) = \frac{\beta}{\alpha} I_0(1-R)[1 - \exp(-\alpha L)]$$
(C.6)

C.2 Impulsy femtosekundowe - zależność czaswidmo

Elementem decydującym o mocy szczytowej impulsu laserowego, obok energii, jest jego czas trwania. Zakładając gaussowską postać profilu czasowego impulsu

laserowego w postaci:

$$I(t) = I_0 e^{-4\ln 2\left(\frac{t}{\Delta \tau_{FWHM}}\right)^2} \tag{C.7}$$

a następnie korzystając z transformaty Fouriera, można wykazać, że dla takich impulsów zachodzi następująca równość wiążąca połówkowy czas trwania impulsu z jego połówkową szerokością spektralną:

$$\Delta \nu_{FWHM} \cdot \Delta \tau_{FWHM} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \simeq 0.441 \tag{C.8}$$

Konsekwencją powyższej zależności jest fakt, że im krótszy jest impuls, tym jego widmo jest szersze¹. Jako prostą regułę (ang. rule of thumb) przyjąć można, że z widma o szerokości połówkowej $\Delta\lambda$, można otrzymać impuls o czasie trwania nie krótszym niż:

$$\Delta \tau_{FWHM} [\text{fs}] = \frac{1000}{\Delta \lambda [\text{nm}]} \tag{C.9}$$

zakładając centralną długość fal
i $\lambda_0=800$ nm, co jest wielkością typową dla układów szafirowych.

C.3 Dyspersyjne rozciągnięcie impulsów femtosekundowych

Wzór (C.8) pozwala wyliczyć najkrótszy, możliwy do uzyskania z widma o zadanej szerokości, czas trwania impulsu. Dodatkowym czynnikiem decydującym o czasie trwania impulsu (przy zadanej szerokości widmowej) jest jego faza spektralna $\phi(\omega)$. Można wykazać, że impuls o najkrótszym czasie trwania to taki, którego faza spektralna jest co najwyżej linową funkcją częstości (płaska faza). Impuls z taką fazą nosi nazwę impulsu fourierowsko ograniczonego.

Podczas propagacji impulsu w ośrodku materialnym, ze względu na dyspersję współczynnika załamania $n(\omega)$, różne składowe spektralne nabywają różnej fazy, zgodnie ze wzorem:

$$\phi(\omega) = k(\omega)L = \frac{\omega}{c}n(\omega)L \tag{C.10}$$

gdzie wektor falowy $k(\omega)$ wyraża się jako:

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \tag{C.11}$$

Mówi się, że podczas propagacji w ośrodku impuls nabywa dodatkowej (nietrywialnej) fazy, co prowadzi do jego czasowego rozciągnięcia. Fazę impulsu $\phi(\omega)$, można zapisać w postaci rozwinięcia w szereg Taylora:

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n \phi}{d\omega^n} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^n$$
(C.12)

 $^{^1{\}rm Zależność}$ ta często nosi nazwę optycznej zasady nie
oznaczoności, wynikającej wprost z zasady nie
oznaczoności Heisenberga.

którego najniższe człony rozwinięcia można zapisać w postaci:

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \frac{d\phi}{d\omega} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{d^2\phi}{d\omega^2}}_{\text{GDD}(\omega)} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \underbrace{\frac{d^3\phi}{d\omega^3}}_{\text{TOD}(\omega)} \Big|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots$$
(C.13)

Pierwszy wyraz rozwinięcia ϕ_0 jest bezwzględną fazą impulsu (wyznaczoną np. względem maksimum obwiedni impulsu) a drugi człon ϕ' jest czasem przejścia impulsu przez ośrodek, związanym z prędkością grupową impulsu V_g przez następujący związek:

$$k' = \frac{\phi'}{L} = \frac{1}{V_g} \tag{C.14}$$

Dwa pierwsze człony rozwinięcia fazy nie wpływają na czas trwania impulsu, natomiast wyższe człony (odpowiedzialne za fazę kwadratową i wyższe potęgi fazy) powodują wydłużanie impulsu fourierowsko ograniczonego. Podczas propagacji impulsu w ośrodku materialnym, główne znaczenie ma człon $GDD = \phi''$ (ang. Group Delay Dispersion) oraz w mniejszym stopniu człon $TOD = \phi'''$ (ang. Third Order Dispersion). Wielkość współczynnika GDD, związanego z kwadratową fazą impulsu, można wyliczyć ze wzoru:

$$GDD = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$
(C.15)

przy czym jednostką, w której standardowo wyraża się GDD jest [fs²]. Aby porównać wpływ różnych ośrodków na rozciągnięcie czasowe impulsu, wprowadza się wielkość dyspersji prędkości grupowych na jednostkę długości GVD (ang. Group Velocity Dispersion) zdefiniowaną jako: GVD=GDD/L [fs²/mm].

Przy założeniu impulsu o gaussowskim profilu czasowym, można wyprowadzić wyrażenie na czas trwania impulsu w zależności o wielkości członu GDD:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{16(\ln 2)^2 \left[\phi''(\omega_0)\right]^2}{\tau_0^4}}$$
(C.16)

gdzie τ_0 jest czasem trwania impulsu fourierowsko ograniczonego.

Korzystając ze wzoru (C.16), można wyliczyć ewolucję kształtu impulsu gaussowskiego podczas propagacji w ośrodku dyspersyjnym (bez uwzględnienie efektów nieliniowych oraz wyższych niż GDD członów dyspersji). Przykład ewolucji obwiedni impulsu, którego fourierowsko ograniczony czas trwania wynosi 20 fs, podczas propagacji w materiale BK7 (dla którego $GVD = 45 \text{ fs}^2/\text{mm}$) przedstawiono na Rysunku C.1. Dodatkowo na rysunku b) została wyrysowana zależność czasu trwania impulsu po przejściu przez ośrodek, dla którego $GDD = 900 \text{ fs}^2$ (co odpowiada 2 cm szkła BK7), w funkcji czasu trwania impulsu wejściowego. Można zauważyć, że impuls wyjściowy jest najkrótszy, gdy impuls wejściowy ma czas trwania około 50 fs. Czas ten jest zależny od wielkości dyspersji GDD a wyliczyć go można wyznaczając minimum wyrażenia (C.16).



Rysunek C.1: Dyspersyjne poszerzanie impulsów femtosekundowych. Rysunek a) ewolucja obwiedni impulsu o $\tau_0 = 20$ fs podczas propagacji w materiale BK7. Rysunek b) zależność czasu trwania impulsu z dodatkową fazą na poziomie 900 fs² w funkcji czasu trwania impulsu wejściowego.

C.4 Formuła Sellmeiera dla BBO

Formuły Sellmeiera dla kryształu BBO dla obydwu polaryzacji:

$$n_0(\lambda) = \left(2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2\right)^{1/2}$$

$$n_e(\lambda) = \left(2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2\right)^{1/2}$$
(C.17)

przy czym długość fali λ wyrażana jest w
µm. Powyższe równania były wykorzystywane do wyliczania współczynników załamania kryształu BBO przy wyznaczaniu optymalnego zestawu kątów wiązek oraz kształtu profilu wzmocnienia.

C.5 Układ streczer-kompresor - analiza biegu promieni

Wynik analizy biegu promieni w układzie streczer-kompresor wzmacniacza parametrycznego pracującego w podczerwieni (Rysunek C.2) oraz ultrafiolecie (Rysunek C.3). Na rysunkach zostały zaznaczone wszystkie istotne wymiary elementów optycznych, wynikające z rozszczepienia widma na siatce dyfrakcyjnej.



Rysunek C.2: Bieg promieni w układzie streczer-kompresor wzmacniacza parametrycznego, pracującego w bliskiej podczerwieni. Streczer zbudowany jest w konfiguracji Martineza.



Rysunek C.3: Bieg promieni w układzie streczer-kompresor wzmacniacza parametrycznego, pracującego w ultrafiolecie. Streczer zbudowany jest w konfiguracji Öffnera.



Rysunek C.4: Streczer w konfiguracji Öffnera, bieg promieni w streczerze - widok z boku.

C.6 Wycięcie oraz orientacja kryształu nieliniowego

Dzięki wycięciu kryształu w taki sposób, że oś optyczna ustawiona jest pod kątem 22.3°, możliwe jest uniknięcie niekontrolowanego wzmacniania fluorescencji parametrycznej. Z Rysunku C.5 można odczytać, że wiązka propagująca się prostopadle do ścianek kryształu (co może prowadzić do niekontrolowanego wzmacniania) tworzy z wiązką pompującą kąt $\alpha = 1.5^{\circ}$. Z analizy mapy odpasowania fazowego - Rysunek 2.6 - wynika, że nie będzie ona wzmacniana, gdyż warunek dopasowania fazowego spełniony jest dla kątów niewspółliniowości $\alpha > 2^{\circ}$ (przy kącie $\theta = 23.78^{\circ}$). Dla konfiguracji kompensującej schodzenie wiązki pompującej wiązka sygnałowa odbita od tylnej powierzchni kryształu, będzie na tyle przestrzennie rozseparowana z wiązką pompującą, że jej powtórne wzmocnienie będzie zaniedbywalne. Gdyby kąt cięcia był mniejszy, spełniony byłby warunek dopasowania fazowego dla wiązki prostopadłej do powierzchni czołowych kryształu, a gdyby był większy - wiązka kompensująca schodzenie mogłaby być wielokrotnie wzmacniana. Wycięcie kryształu pod kątem 22.3° zabezpiecza przed niekontrolowanym wzrostem natężenia fluorescencji parametrycznej, a tym samym przed jego zniszczeniem. Identyczne rozumowanie dla wzmacniacza OPCPA UV daje



Rysunek C.5: Sposób wycięcia kryształu BBO we wzmacniaczu OPCPA IR, wraz z zaznaczoną docelową konfiguracją wiązek oraz kierunkiem schodzenia wiązki pompującej.

optymalny kąt cięcia kryształu BBO, wynoszący 50°.

W konfiguracji współliniowej, gdy wiązki propagują się pod kątem θ względem osi optycznej, obrót kryształu o 180° wokół dowolnej osi nie wpływa na warunek dopasowania fazowego. Oznacza to, że w takiej konfiguracji wystarczające jest określenie kąta osi optycznej z dokładnością do 180°.

W przypadku konfiguracji niewspółliniowej, ze względu na schodzenie wiązki pompującej, istnieją dwie nierównoważne konfiguracje: kompensująca oraz niekompensująca schodzenie wiązki pompującej. Aby poprawnie ustawić kąt propagacji wiązki sygnałowej, zapewniający kompensację schodzenia wiązki pompującej, należy jednoznacznie wyznaczyć bezwzględny kierunek osi optycznej w krysztale nieliniowym. W tym celu wiązkę laserową o niewielkiej średnicy przepuszczano przez badany dwójłomny kryształ. Następnie obserwowano położenie wiązki za kryształem, zmieniając jednocześnie jej polaryzację przy pomocy płytki półfalowej. Gdy wiązka laserowa propaguje się jako fala zwyczajna, przechodzi przez kryształ bez zmiany kierunku. W przypadku, gdy propaguje się jako fala nadzwyczajna, ze względu na efekt schodzenia wiązki nadzwyczajnej, wiązka wyjściowa zostaje przesunięta względem wiązki wejściowej. Obserwacja kierunku przesunięcia wiązki wyjściowej oraz uwzględnienie faktu, że dla ujemnych kryształów dwójłomnych wiązka nadzwyczajna odchodzi od osi optycznej, pozwala w jednoznaczny sposób ustalić kierunek osi optycznej badanego kryształu.

C.7 Schemat synchronizacji czasowej impulsów

Na Rysunku C.6 zostały przedstawione dwa różne schematy synchronizacji czasowej oscylatora femtosekundowego i lasera pompującego. W przypadku sche-



Rysunek C.6: Dwa schematy synchronizacji czasowej impulsów oscylatora femtosekundowego oraz lasera pompującego Nd:YAG.

matu a) wyładowanie lamp błyskowych następuje prawie jednocześnie z impulsem pochodzącym z dzielnika częstości sygnału oscylatora. Po czasie około 140 μ s (który odpowiada maksimum inwersji obsadzeń w krysztale laserowym) następuje otwarcie komórki Pockelsa. Aby obydwa impulsy laserowe były zsynchronizowane ze sobą z dokładnością < 1 ns, stabilność oscylatora w takim schemacie musi być nie gorsza niż 7·10⁻⁶. W przypadku konfiguracji b) otwarcie komórki Pockelsa jest prawie jednoczesne z sygnałem z dzielnika częstości - nie wpływając na synchronizację czasową. Czynnikiem ograniczającym w tym przypadku jest odpowiednie zsynchronizowanie wyładowania lamp błyskowych z zegarem dzielnika częstości. Dopuszczalne rozsynchronizowanie czasowe lamp błyskowych i komórki Pockelsa wynosi 2 μ s, dla którego energia wygenerowanego impulsu pompującego nie zmienia się w sposób istotny. Dla takiej konfiguracji wymagana stabilność częstości powtarzania oscylatora femtosekundowego jest na poziomie 2 · 10⁻⁵. Ze względu na znacznie niższy wymóg stabilności oscylatora, w zbudowanym wzmacniaczu parametrycznym synchronizacja czasowa realizowana jest według konfiguracji b).

Bibliografia

- T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature 187, 493-494 (1960)
- [2] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics," Phys. Rev. Lett. 7, 118 (1961)
- [3] Y. R. Shen, "The Principles of Nonlinear Optics," New York: John Wiley & Sons, 1984
- [4] R. L. Sutherland, "Handbook of Nonlinear Optics," New York: Marcel Dekker, Inc., 1996
- [5] W. R. Boyd, "Nonlinear Optics," 2ed., AP, (2003)
- [6] A. Yariv, "Quantum Electronics," 3rd Ed. New York: John Wiley & Sons, 1988
- [7] W. H. Liuiseli, "Coupled Mode and Parametric Electronics," Wiley, New York, (1960)
- [8] W. H. Glenn, "Parametric Amplification of Ultrashort Laser Pulses," Appl. Phys. Lett. 11, 333–335 (1967)
- [9] R. A. Morgan, "Phase matching considerations for generalized three-wave mixing in nonlinear anisotropic crystals," Appl. Opt. 29, 1259-1264 (1990)
- [10] H. J. Liu, G. F. Chen, W. Zhao, Y. S. Wang, T. Wang, S. H. Zhao, "Phase matching analysis of noncollinear optical parametric process in nonlinear anisotropic crystals," Optics Communications 197, 507-514 (2001)
- [11] D. J. Armstrong, W. J. Alford, T. D. Raymond, A. V. Smith, "Parametric amplification and oscillation with walkoff-compensating crystals," J. Opt. Soc. Am. B 14,460-473 (1997)
- [12] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric," Phys. Rev. 127, 1918-1939 (1962)
- [13] R. Baumgartner, R. Byer, "Optical parametric amplification," IEEE J. Quantum Electron. 15, 432-444 (1979)
- [14] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. New, K. Osvay, "Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification," Journal of the Optical Society of America B 19, 2945"2956 (2002)
- [15] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," Optics communications 144, 125" 133 (1997)
- [16] Zbiór artykułów: "Optical Parametric Oscillation and Amplification," J. Opt. Soc. Am. B 10, 1656-1785 (1993)

- [17] S. X. Dou, D. Josse, J. Zyss, "Comparison of collinear and one-beam noncritical noncollinear phase matching in optical parametric amplification," J. Opt. Soc. Am. B 9, 1312-1319 (1992)
- [18] R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan, R. L. Byer, "Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KDP, BaB2O4, LiIO3, MgO:LiNbO3, and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation," IEEE J. Quantum Electron., vol. 26, 922"933 (1990)
- [19] SNLO program symulacji optycznych, A. V. Smith, dostępny online: www.asphotonics.com/snlo.html
- [20] T. J. Driscoll, G. M. Gale, F. Hache, "Ti:sapphire second-harmonic-pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator," Optics Communications 110, 638-644 (1994)
- [21] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, F. Hache, "Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator," Opt. Lett. 20, 1562-1564 (1995)
- [22] A. Baltuška, T. Fuji and T. Kobayashi, "Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control," Opt. Lett. 27, 306-308 (2002)
- [23] G. Cerullo, S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," Rev. Sci. Instrum. 74, 1 (2003)
- [24] D. Brida, C. Manzoni, G. Cirmi, M. Marangoni, S. Bonora, P. Villoresi, S. De Silvestri, G. Cerullo, "Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers," J. Opt. 12, 013001 (2010)
- [25] X. Yang, Z. Xu, Z. Zhang, Y. Leng, J. Peng, J. Wang, S. Jin, W. Zhang, R. Li, "Dependence of spectrum on pump-signal angle in BBO-I noncollinear opticalparametric chirped-pulse amplification," Applied Physics B: Lasers and Optics 73, 219-222 (2001)
- [26] H. Kouta, "Wavelength dependence of repetitive-pulse laser-induced damage threshold in βBaB_2O_4 ," Appl. Opt. 38, 545 (1999)
- [27] H. Nakatani, W. R. Bosenberg, L. K. Cheng, C. L. Tang, "Laser-induced damage in beta-barium metaborate," Appl. Phys. Lett. 53, 2587–2589 (1988)
- [28] W. R. Bosenberg, L. K. Cheng, C. L. Tang, "Ultraviolet optical parametric oscillation in b-BaB2O4," Appl. Phys. Lett. 54, 13"15 (1989)
- [29] L. K. Cheng, W. R. Bosenberg, and C. L. Tang, "Broadly tunable optical parametric oscillation in b-BaB2O4," Appl. Phys. Lett. 53, 175"177 (1988)
- [30] R.S. Adhav, S.R. Adhav, J.M. Pelaprat, "BBO's nonlinear optical phase-matching properties," Laser Focus 23 (9), 88-100 (1987)
- [31] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, M. D. Perry, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses," Phys. Rev. Lett. 74, 2248 (1995)
- [32] W. Koechner, "Damage of Optical Elements," Solid-State Laser Engineering (2006), s. 680-701
- [33] M. Yoshimura, T. Kamimura, K. Murase, Y. Mori, H. Yoshida, M. Nakatsuka, T. Saski, "Bulk Laser Damage in CsLiB6O10 Crystal and Its Dependence on Crystal Structure," Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 38, L129 (1999)

- [34] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan, "Handbook of Nonlinear Optical Crystals," 2nd Ed. Berlin: Springer-Verlag, (1999)
- [35] R. Urschel, U. Bäder, A. Borsutzky, R. Wallenstein, "Spectral properties and conversion efficiency of 355-nm-pumped pulsed optical parametric oscillators of β-barium borate with noncollinear phase matching," J. Opt. Soc. Am. B 16, 565-579 (1999)
- [36] A. Taguchi, A.Miyamoto, Y. Mori, S. Haramura, T. Inoue, K. Nishijima, Y. Kagebayashi, H. Sakai, Y.K. Yap, T. Sasaki, "Advanced Solid State Lasers," ed. C.R. Pollock, W.R. Bosenberg, OSA TOPS 10, 19 (1997)
- [37] P. Simon, J. Bekesi, C. Dölle, J.-H. Klein-Wiele, G. Marowsky, S. Szatmari, B. Wellegehausen, "Ultraviolet femtosecond pulses: Key technology for sub-micron machining and efficient XUV pulse generation," Appl. Phys. B 74, 189–192 (2002)
- [38] I. V. Hertel, and W. Radloff, "Ultrafast dynamics in isolated molecules molecular clusters," Rep. Prog. Phys. 69(6), 1897–2003 (2006)
- [39] Dane producenta ze Fujian Castech Crystals, Inc. dostępne online: www.castech.com
- [40] Dane producenta krysztłu BBO, Foctek, dostępne on-line dostarczone przez producenta kryształu, www.foctek.com
- [41] T. Kamimura, S. Fukumoto, R. Ono, Y.K. Yap, M. Yoshimura, Y. Mori, T. Sasaki, K. Yoshida, "Enhancement of CsLiB6O10 surface-damage resistance by improved crystallinity and ion-beam etching," Opt. Lett. 27(8), 616"618 (2002)
- [42] P. P. Bey, C. L. Tang, "Plane-wave theory of parametric oscillator and coupled oscillator-upconverter," IEEE J. Quantum Electron., QE-8, 361-369 (1972)
- [43] John C. Butcher "Numerical methods for ordinary differential equations", John Wiley & Sons. ISBN 0471967580 (2003)
- [44] S. Curry, R. Cubeddu, T. Hänsch, "Intensity stabilization of dye laser radiation by saturated amplification," Applied Physics A: Materials Science & Processing 1, 153-159 (1973)
- [45] S. K. Zhang, M. Fujita, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, Y. Izawa, C. Yamanaka, "Study of the stability of optical parametric amplification," Opt. Commun., 184, 451–455 (2000)
- [46] J. I. Dadap, G. B. Focht, D. H. Reitze, M. C. Downer, "Two-photon absorption in diamond and its application to ultraviolet femtosecond pulse-width measurement," Opt. Lett. 16, 499-501 (1991)
- [47] A. Dragomir, J. G. McInerney, D. N. Nikogosyan, "Femtosecond measurements of two photon absorption coefficients at λ= 264 nm in glasses, crystals and liquids," Appl. Opt. 41(21), 4365-4376 (2002)
- [48] A. E. Kokh, V. A. Mishchenko, V. A. Antsigin, A. M.Yurkin, N. G. Kononova, V. A. Guets, Y. K. Nizienko, A. I. Zakharenko, "Growth and investigation of BBO crystals with improved characteristics for UV harmonic generation," Proc. SPIE 3610, 139-147 (1999)
- [49] Dane producenta kryształów BBO, Cleveland Crystals Inc. dostępne on-line: www.clevelandcrystals.com
- [50] A. Dubietis, G. Tamošauskas, A. Varanavičcius, G. Valiulis, "Two-photon absorbing properties of ultraviolet phase-matchable crystals at 264 and 211 nm." Appl. Opt. 39(15), 2437-2440 (2000)

- [51] L.I. Isaenko, A. Dragomir, J.G. McInerney, D.N. Nikogosyan "Anisotropy of twophoton absorption in BBO at 264 nm." Opt. Commun. 198(4-6), 433-438 (2001)
- [52] R. DeSalvo, A. Said, D. Hagan, E. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, "Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids," IEEE J. Quantum Electron. 32, 1324-1333 (1996)
- [53] G. Kurdi, K. Osvay, J. Klebniczki, M. Divall, E. J. Divall, A. Peter, K. Polgar, J. Bohus, "Two-photon-absorption of BBO, CLBO, KDP and LTB crystals," Advanced Solid-State Photonics (2005)
- [54] K. Gürs, R. Müller, "Breitband-modulation durch Steuerung der emission eines optischen masers (Auskoppel-modulation)", Phys. Lett. 5, 179-181 (1963)
- [55] K. Gürs (Ed.), "Beats and modulation in optical ruby laser," in Quantum Electronics III, Columbia University Press, New York (1964)
- [56] H. Statez, C.L. Tang (Eds.), "Zeeman effect and nonlinear interactions between oscillationg laser modes", Quantum Electronics III, Columbia University Press, New York (1964)
- [57] M. DiDomenico, "Small-signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers," J. Appl. Phys. 35, 2870-2876 (1964)
- [58] L. E. Hargrove, R. L. Fork, M A. Pollack "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation," Appl. Phys. Lett. 5, 4-5 (1964)
- [59] A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators," J. Appl. Phys. 36, 388-391 (1965)
- [60] J. Kuizenga, A. E. Siegman, "FM und AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory", IEEE J. Quantum Electron. 6, 694-708 (1970)
- [61] J. Kuizenga, A. E. Siegman, "FM und AM mode locking of the homogeneous laser
 Part II: Experimental results", IEEE J. Quantum Electron. 6, 709-715 (1970)
- [62] H. W. Mocker, R. J. Collins, "Mode competition and self-locking effects a Qswitched ruby laser," Appl. Phys. Lett. 7, 270-273 (1965)
- [63] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," IEEE J. Quantum Electron. QE 11, 736-746 (1975)
- [64] H. A. Haus, C. V. Shank, E. P. Ippen, "Shape of passively mode-locked laser pulses," Opt. Commun. 15, 29-31 (1975)
- [65] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," Applied Physics Letters, 38 671–672 (1981)
- [66] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank, J. A. Valdmanis, "Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate," Appl. Phys. Lett. 46, 1120-1122 (1985)
- [67] R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker, C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation," Opt. Lett. 12, 483-485 (1987)
- [68] M. N. Islam, E. R. Sunderman, C. E. Soccolich, I. Bar-Joseph, N. Sauer, T. Y. Chang, B. I. Miller, "Color center lasers passively mode locked by quantum wells," IEEE J. QuantumElectron. 25, 2454–2463 (1989)

- [69] U. Keller, K. Weingarten, F. Kartner, D.Knopf, B.Braun, I.Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, J. aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 435-453 (1996)
- [70] K. Regiński, A. Jasik, M. Kosmala, P. Karbownik, P. Wnuk, "Semiconductor saturable absorbers of laser radiation for the wavelength of 808nm grown by MBE: Choice of growth conditions," Vacuum 82, 947-950 (2008)
- [71] I. Jung, F.Kartner, M. Matuschek, D. Sutter, F. Morier-Genoud, Z. Shi, V. Scheuer, T. Tschudi, U. Keller, "Semiconductor saturable absorber mirrors supporting sub-10-fs pulses," Appl. Phys. B 65, 137-150 (1997)
- [72] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al2O3," JOSA B 3, 125-132 (1986)
- [73] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-modelocked Ti:Sapphire laser," Opt. Lett. 16, 42-44 (1991)
- [74] D. K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt, G. Feugnet, "TITLE, in Advanced Solid-State Lasers" G. Dubé, L. Chase (Eds.) OSA, Washington, D.C., pp. 120-124 (1991)
- [75] F. Salin, J. Squier, M. Piché, "Mode locking of Ti:Al2O3 lasers and selffocusing: A Gaussian approximation," Opt. Lett. 16, 1674-1676 (1991)
- [76] M. Piché, "Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators," Opt. Commun. 86, 156-160 (1991)
- [77] F. Shimizu, "Frequency broadening in liquids by a short light pulse," Phys. Rev. Lett. 19 (19), 1097 (1967)
- [78] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, "The soliton laser," Opt. Lett. 9, 13-15 (1984)
- [79] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, "Ultrashort pulses from the soliton laser", Opt. Lett. 12 (6), 407 (1987)
- [80] F. X. Kärtner, U. Keller, "Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber," Opt. Lett. 20, 16-18 (1995)
- [81] Ch. Spielmann, P. F. Curley, Th. Brabec, F. Krausz, "Ultrabroadband femtosecond lasers," IEEE J. Quantum Electron. 30(4), 1100–1114 (1994)
- [82] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms," Opt. Lett. 9(5), 150–152 (1984)
- [83] A. Stingl, C. Spielmann, F. Krausz, "Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prism," Opt. Lett. 19, 204-206 (1994)
- [84] R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," Opt. Lett. 19, 201-203 (1994)
- [85] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, "Design and fabrication of double-chirped mirrors," Opt. Lett. 22, 831-833 (1997)
- [86] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:Sappire laser," Opt. Lett. 26, 373-375 (2001)
- [87] J. A. Arnaud, H. Kogelnik, "Gaussian Light Beams with General Astigmatism," Appl. Opt. 8, 1687-1693 (1969)

- [88] strodna domowa producenta luster, firma Layertec, www.layertec.de
- [89] A. E. Siegman, Lasers, University Science Books, Mill Valley, (1986)
- [90] P. Sprangle, J. R. Penano, B. Hafizi, "Propagation of Intense Short Laser Pulses in the Atmosphere," Phys. Rev. E 66, 046418 (2002)
- [91] D. Strickland, G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Opt. Commun. 56(3), 219–221 (1985)
- [92] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, "All fiber chirpedpulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber," Opt. Express 11, 3332-3337 (2003)
- [93] E. B. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454 (1969)
- [94] K. Hong, T. J. Yu, S. Kostritsa, J. H. Sung, I. W. Choi, Y. Noh, D. Ko, J. Lee, "Development of a 100-kHz femtosecond high-power laser using down-chirped regenerative amplification," Laser Phys. 16, 673-677 (2006)
- [95] M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, S. De Silvestri, L. Gallmann, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, G. Angelow, V. Scheuer, T. Tschudi, "Pulse compression over a 170-THz bandwidth in the visible by use of only chirped mirrors," Opt. Lett. 26, 1155-1157 (2001)
- [96] J. Zhang, M. Suzuki, M. Baba, Z. Wei, Z. Wang, P. Wang, J. Zhang, J. Zheng, and H. Kuroda, "Development of a compact efficient 10 Hz 20 TW Ti:sapphire laser system with a 1 kHz regenerative amplifier," Appl. Opt. 46(13), 2498–2502 (2007)
- [97] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses," Opt. Lett. 24, 160-162 (1999)
- [98] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, H. Kiriyama, "0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser," Opt. Lett. 28, 1594-1596 (2003)
- [99] E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebbers, T. Ditmire, "Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier," Appl. Opt. 49, 1676-1681 (2010)
- [100] C. Hernandez-Gomez, P. A. Brummitt, D. J. Canny, R. J. Clarke, J. Collier, C. N. Danson, A. M. Dunne, B. Fell, A. J. Frackiewicz, S. Hancock, S. Hawkes, R. Heathcote, P. Holligan, M. H. R. Hutchinson, A. Kidd, W. J. Lester, I. O. Musgrave, D. Neely, D. R. Neville, P. A. Norreys, D. A. Pepler, C. J. Reason, W. Shaikh, T. B. Winstone, B. E. Wyborn, "Vulcan petawatt operation and development," J. Phys. IV 133, 555-559(2006)
- [101] Y. Kitagawa, H. Fujita, R. Kodama, H. Yoshida, S. Matsuo, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, T. Kanabe, S. Sakabe, K. Shigemori, N. Miyanaga, and Y. Izawa, "Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor," IEEE J. Quantum Electron. 40, 281–293 (2004)
- [102] A. Dubietis, G. Jonusauskas, A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," Opt. Commun. 88(4-6), 437–440 (1992)

- [103] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," Optics communications 144, 125-133 (1997)
- [104] A. Dubietis, R. Butkus, A. P. Piskarskas, "Trends in chirped pulse optical parametric amplification," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 12(2), 163–172 (2006)
- [105] R. Butkus, R. Danielius, A. Dubietis, A. Piskarskas, A. Stabinis, "Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers," Appl. Phys. B 79, 693-700 (2004)
- [106] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," Opt. Commun. 144, 125-133 (1997)
- [107] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, I. V. Yakovlev, "Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals," Laser Phys. Lett. 4, 421-427(2007)
- [108] A. Shaykin, G. Freidman, S. Garanin, V. Ginzburg, E. Katin, A. Kedrov, E. Khazanov, A. Kirsanov, V. Lozhkarev, G. Luchinin, L. L'vov, A. Mal'shakov, M. Martyanov, V. Osin, O. Palashov, A. Poteomkin, N. Rukavishnikov, V. Romanov, A. Savkin, A. Sergeev, S. Sukharev, O. Trikanova, I. Voronich, I. Yakovlev, B. Zimalin, "1 petawatt OPCPA laser in Russia: Status and expectations," CLEO/Europe EQEC 2009 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference (2009), s. 1-1
- [109] E. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, M. Ringuette, D. Hammond, A. Jochmann, R. Escamilla, T. Borger, G. Dyer, T. Ditmire, "Activation of a 1.1 Petawatt Hybrid, OPCPA-Nd: glass Laser," (2009)
- [110] Z. Major, S. Trushin, I. Ahmad, M. Siebold, C. Wandt, S. Klingebiel, T.-J. Wang, J. Fülöp, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, A. Popp, J. Osterhoff, R. Hörlein, J. Hein, V. Pervak, A. Apolonski, F. Krausz, and S. Karsch, "Basic Concepts and Current Status of the Petawatt Field Synthesizer - a New Approach to Ultrahigh Field Generation," Laser Review 37, 431-436 (2009)
- [111] E. Gerstner, "Laser physics: extreme light," Nature 446, 16-18 (2007)
- [112] Vincent A. Venturo, Alan G. Joly, Douglas Ray, "Pulse compression with a highenergy Nd:YAG regenerative amplifier system," Appl. Opt. 36, 5048-5052 (1997)
- [113] W. G. Wagner, B. A. Lengyel "Evolution of the Giant Pulse in a Laser," J. Appl. Opt. 34, 2040 — 2046 (1963)
- [114] J. E. Geusic, H. M. Marcos, L. G. Van Uitert, "Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets," Appl. Phys. Lett. 4, 182 (1964)
- [115] C. Dorrer, "Analysis of pump-induced temporal contrast degradation in optical parametric chirped-pulse amplification," Journal of the Optical Society of America B 24, 3048-3057 (2007)
- [116] Strona producenta lasera, firma Continuum: www.continuumlasers.com
- [117] G. Anstett, M. Nittmann, A. Borsutzky, R. Wallenstein, "Experimental investigation and numerical simulation of the spatio-temporal dynamics of nanosecond pulses in Q-switched Nd:YAG lasers," Appl. Phys. B 76, 833-838 (2003)

- [118] T. X. Phuoc, "Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases," Optics Communications 175, 419-423 (2000)
- [119] P. Chylek, M. A. Jarzembski, V. Srivastava, R. G. Pinnick, "Pressure dependence of the laser-induced breakdown thresholds of gases and droplets," Appl. Opt. 29, 2303-2306 (1990)
- [120] S. Kane, J. Squier, "Grism-pair stretcher" compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification," J. Opt. Soc. Am. B 14, 661-665 (1997)
- [121] Emily A. Gibson, David M. Gaudiosi, Henry C. Kapteyn, Ralph Jimenez, Steve Kane, Rachel Huff, Charles Durfee, and Jeff Squier, "Efficient reflection grisms for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses," Opt. Lett. 31, 3363-3365 (2006)
- [122] O. E. Martinez, "3000 Times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3–1.6 μm region," IEEE J. Quantum Electron. QE-23(1), 59–64 (1987)
- [123] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, L. F. Dimauro, "Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification," Opt. Lett. 21(6), 414–416 (1996)
- [124] Z. Zhang, T. Yagi, T. Arisawa, "Ray-tracing model for stretcher dispersion calculation," Appl. Opt. 36, 3393 (1997)
- [125] J. Jiang, Z. Zhang, T. Hasama, "Evaluation of chirped-pulse-amplification systems with Offner triplet telescope stretchers," Journal of the Optical Society of America B 19, 678–683 (2002)
- [126] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," Rev. Sci. Instrum. 71, 1929-1960 (2000)
- [127] A. M. Weiner, J. P. Heritage, E. M. Kirschner, "High-resolution femtosecond pulse shaping," J. Opt. Soc. Am. B 5, 1563-1572 (1988)
- [128] F. Verluise, V. Laude, J. -P. Huignard, P. Tournois, A. Migus, "Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves," J. Opt. Soc. Am. B 17, 138-145 (2000)
- [129] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, G. Vdovin, "Pulse compression by use of deformable mirrors," Opt. Lett. 24, 493-495 (1999)
- [130] P. Wnuk, C. Radzewicz, J. Krasinski, "Bimorph piezo deformable mirror for femtosecond pulse shaping," Optics Express 13, 4154"4159 (2005)
- [131] P. Wnuk, "Inżynieria impulsów femtosekundowych," Praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (2005)
- [132] storna producenta, firma Jenoptik, www.jenoptik.com
- [133] A. V. Oppenheim, R. W. Schafer, J. R. Buck "Discrete-Time Signal Processing," 2nd ed., Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall (1999)
- [134] R. Trebino, "Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses," Kluwer Academic Publishers (2002)
- [135] C. Iaconis, I. A. Walmsley, "Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses," IEEE J. Quantum Electron., 35, 501-509 (1999)

- [136] C. Iaconis, I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," Opt. Lett. 23, 792 (1998)
- [137] C. Froehly, A. Lacourt, J. C. Vienot, "Notions de réponse impulsionelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications," Nouv. Rev. Optique 4, 183 (1973)
- [138] J. Piasecki, B. Colombeau, M. Vampouille, C. Froehly, J. A. Arnaud, "Nouvelle méthode de mesure de la réponse impulsionelle des fibres optiques," Appl. Opt. 19, 3749 (1980)
- [139] L. Lepetit, G. Cheriaux, M. Joffre, "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. B, 12, 2467–2474 (1995)
- [140] Dorrer, N. Belabas, J.-P. Likforman, M. Joffre, "Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry," J. Opt. Soc. Am. B 17, 1795 (2000)
- [141] T. Baumert, T. Brixner, V. Seyfried, M. Strehle, G. Gerber, "Femtosecond pulse shaping by an evolutionary algorithm with feedback," Appl. Phys. B 65, 779-782 (1997)
- [142] I. Jovanovic, B. J. Comaskey, C. A. Ebbers, R. A. Bonner, D. M. Pennington, E. C. Morse, "Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti: sapphire regenerative amplifiers," Appl. Opt 41, 2923"2929 (2002)
- [143] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, K. Eikema, "Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system," Appl. Phys. B 87, 677-684 (2007)
- [144] P. Zhu, L. Qian, S. Xue, Z. Lin, "Numerical studies of optical parametric chirped pulse amplification," Opt. Laser Technol. 35, 13 (2003)
- [145] R. Urschel, A. Borsutzky, R. Wallenstein, "Numerical analysis of the spatial behaviour of nanosecond optical parametric oscillators of beta-barium borate," Applied Physics B: Lasers and Optics 70, 203"210 (2000)
- [146] H. S. Peng, X. J. Huang, Q. H. Zhu, X. D. Wang, K. N. Zhou, X. F. Wei, X. M. Zeng, L. Q. Liu, X. Wang, Y. Guo, D. H. Lin, B. Xu, L. B. Xu, X. L. Chu, X. M. Zhang, "SILEX-I: 300-TW Ti:sapphire laser," Laser Phys. 16, 244-247 (2006)
- [147] Y. Stepanenko, and C. Radzewicz, "High-gain multipass noncollinear optical parametric chirped pulse amplifier," Appl. Phys. Lett. 86(21), 211120 (2005)
- [148] Y. Stepanenko, and C. Radzewicz, "Multipass non-collinear optical parametric amplifier for femtosecond pulses," Opt. Express 14(2), 779–785 (2006)
- [149] C. Le Blanc, G. Grillon, J. P. Chambaret, A. Migus, A. Antonetti, "Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level," Opt. Lett. 18, 140-142 (1993)
- [150] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, C. P. J. Barty, D. Fittinghoff, "Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti:sapphire amplifiers," Opt. Lett. 23, 525-527 (1998)
- [151] T. Harimoto, K. Yamakawa, "Numerical analysis of optical parametric chirped pulse amplification with time delay," Opt. Express 11(8), 939–943 (2003)
- [152] D. Umstadter, "Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers," Phys. Plasmas 8, 1774-1785 (2001)

- [153] A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J.-P. Chambaret, P. d'Oliveria, T. Auguste, F. Falcoz "High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence," Opt. Lett. 29, 2184-2186 (2004)
- [154] M. Nantel, J. Itatani, A.-C. Tien, J. Faure, D. Kaplan, M. Bouvier, T. Buma, P. Van Rompay, J. A. Nees, P. P. Pronko, D. Umstadter, G. A. Mourou, "Temporal contrast in Ti:Sapphire lasers: Characterization and control," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 4, 449-458 (1998)
- [155] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambarét, F. Augé-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saltiel, "10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation," Opt. Lett. 30, 920-922 (2006)
- [156] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönnagel, W. Sander, "Double chirped-pulseamplification laser: A way to clean pulses temporally," Opt. Lett. 30, 923-925 (2005)
- [157] V. Bagnoud, J. D. Zuegel, N. Forget, C. Le Blanc, "High-dynamic-range temporal measurements of short pulses amplified by OPCPA" Opt. Express 15, 5504 (2007)
- [158] I. Jovanovic, C. P. J. Barty, C. Haefner, B. Wattellier, "Optical switching and contrast enhancement in intense laser systems by cascaded optical parametric amplification," Opt. Lett. 31, 787-789 (2006)
- [159] I. D. Jung, F. X. Kaertner, J. Henkmann, G. Zhang, U. Keller, "High-dynamicrange characterization of ultrashort pulses," Appl. Phys. B B65, 307-310 (1997)
- [160] C. Radzewicz, P. Wasylczyk, J. S. Krasiski, "A Poor Man's FROG," Optics Comm. 186, 329 (2000)
- [161] United States Department of Energy, "International Energy Outlook 2007," Washington, DC., www.eia.doe.gov/oiaf/ieo/index.html
- [162] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, A. Mysyrowicz, "Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N2, and O2 by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses," J. Opt. Soc. Am. B 14, 650-660 (1997)
- [163] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, S. Watanabe, "1.2-mJ, 1-kHz OPCPA system toward few-cycle pulse," Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007. Conference On (2007), s. 1-2
- [164] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, S. Watanabe, "1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz," Optics Letters 32, 2487-2489 (2007)
- [165] E. J. Takahashi, T. Kanai, Y. Nabekawa, K. Midorikawa, "10 mJ class femtosecond optical parametric amplifier for generating soft x-ray harmonics," Appl. Phys. Lett. 93, 041111 (2008)
- [166] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'Shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, others, "200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification," Optics Express 14, 446-454 (2006)
- [167] O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, S. Hancock, L. Cardoso, "35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system," Opt. Lett. 31, 3665-3667 (2006)

- [168] V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, "5 Hz, ¿250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm," Opt. Lett. 30, 1843-1845 (2005)
- [169] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, S. Watanabe, "5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz," Optics Express 16, 14341"14352 (2008)
- [170] F. Tavella, A. Marcinkevicius, F. Krausz, "90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses," Opt. Express 14, 12822-12827 (2006)
- [171] J. Schwarz, P. Rambo, M. Geissel, M. Kimmel, E. Brambrink, B. Atherton, J. Glassman, "A hybrid OPCPA/Nd: phosphate glass multi-terawatt laser system for seeding of a petawatt laser," Optics Communications 281, 4984-4992 (2008)
- [172] S. Witte, R. T. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, K. S. E. Eikema, "A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification," Opt. Express 14, 8168-8177 (2006)
- [173] X. Zhou, H. Lee, T. Kanai, S. Adachi, S. Watanabe, "An 11-fs, 5-kHz optical parametric/Ti:sapphire hybrid chirped pulse amplification system," Appl. Phys. B 89, 559-563 (2007)
- [174] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, H. Okada, T. Motomura, S. Kondo, S. Kanazawa, i inni, "Generation of high-contrast and high-intensity laser pulses using an OPCPA preamplifier in a double CPA, Ti: sapphire laser system," Optics Communications 282, 625–628 (2009)
- [175] X. L. Li, H. J. Liu, H. Y. Wang, W. Zhao, Y. S. Wang, S. X. Shi, "Compact high gain double-pass optical parametric chirped pulse amplifier," Eur. Phys. J. D 47, 309-312 (2008)
- [176] H. Okada, H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Daido, T. Kimura, i inni, "Demonstration of highly efficient broadband amplification in a optical parametric chirped-pulse amplifier system," Optical Review 16, 1-3 (2009)
- [177] H. Takada, K. Torizuka, "Design and construction of a TW-class 12-fs Ti:Sapphire chirped-pulse amplification system," IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 12, 201-212 (2006)
- [178] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius, F. Krausz, "Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier," Optics Letters 32, 2227-2229 (2007)
- [179] Z. M. Liao, I. Jovanovic, C. A. Ebbers, Y. Fei, B. Chai, "Energy and average power scalable optical parametric chirped-pulse amplification in yttrium calcium oxyborate," Optics letters 31, 1277-1279 (2006)
- [180] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, K. Eikema, "Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification," Optics Express 13, 4903-4908 (2005)
- [181] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, F. Krausz, "Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification," Optics Letters 34, 2459-2461 (2009)
- [182] L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, "High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses," Optics letters 28, 1245-1247 (2003)

- [183] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, Y. Yamamoto, M. Tanoue, A. Akutsu, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, H. Daido, i inni, "High-energy, high-contrast, multiterawatt laser pulses by optical parametric chirped-pulse amplification," Optics Letters 32, 2315-2317 (2007)
- [184] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, T. Yamanaka, "High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in-BaB2O4 crystal," Opt. Lett 28, 257-259 (2003)
- [185] D. Kraemer, M. L. Cowan, R. Hua, K. Franjic, R. J. Dwayne Miller, "Highpower femtosecond infrared laser source based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification," Journal of the Optical Society of America B 24, 813-818 (2007)
- [186] I. Jovanovic, C. A. Ebbers, C. P. J. Barty, "Hybrid chirped-pulse amplification," Optics letters 27, 1622-1624 (2002)
- [187] C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti, S. Gasilov, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, S. Stagira, "Millijoule-level phase-stabilized few-optical-cycle infrared parametric source," Optics Letters 32, 2957-2959 (2007)
- [188] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicius, R. Danielius, i inni, "Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses," Optics letters 30, 567-569 (2005)
- [189] P. Wnuk, Y. Stepanenko, C. Radzewicz, "Multi-terawatt chirped pulse optical parametric amplifier with a time-shear power amplification stage," Optics Express 17, 15264-15273 (2009)
- [190] X. Yang, Z. Xu, Y. Leng, H. Lu, L. Lin, Z. Zhang, R. Li, W. Zhang, D. Yin, B. Tang, "Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification," Optics letters 27, 1135-1137 (2002)
- [191] H. Kiriyama, N. Inoue, Y. Akahane, K. Yamakawa, "Prepulse-free, multi-terawatt, sub-30-fs laser system," Opt. Express 14, 438-445 (2006)
- [192] J. Sakuma, Y. Asakawa, M. Obara, "Generation of 5-W deep-UV continuous-wave radiation at 266nm by an external cavity with a CsLiB 6 O 10 crystal," Optics letters 29, 92"94 (2004)
- [193] Y. K. Yap, M. Inagaki, S. Nakajima, Y. Mori, T. Sasaki, "High-power fourth- and fifth-harmonic generation of a Nd:YAG laser by means of a CsLiB6O10," Opt. Lett. 21, 1348-1350 (1996)
- [194] Y. Mori, I. Kuroda, S. Nakajima, T. Sasaki, S. Nakai, "New nonlinear optical crystal: cesium lithium borate," Applied Physics Letters 67, 1818 (1995)
- [195] M. Webb, "Temperature sensitivity of KDP for phase-matched frequency conversion of 1 μm laser light," IEEE J. Quant. Electr. 30(8), 1934–1942 (1994)
- [196] P. Wnuk, C. Radzewicz, "Coherent control and dark pulses in second harmonic generation," Optics Communications 272, 496"502 (2007)
- [197] O. E. Martinez, "Achromatic phase matching for second harmonic generation of femtosecond pulses," IEEE Journal of Quantum Electronics 25, 2464-2468 (1989)
- [198] B. A. Richman, S. E. Bisson, R. Trebino, M. G. Mitchell, E. Sidick, A. Jacobson, "Achromatic phase matching for tunable second-harmonic generation by use of a grism," Optics letters 22, 1223"1225 (1997)

- [199] P. Baum, S. Lochbrunner, E. Riedle, "Achromatic second harmonic generation: tunable ultraviolet pulses with sub-10 fs duration," Ultrafast Phenomena XIV: Proceedings of the 14th International Conference: Niigata, Japan, July 25-30, 2004 (2005), s. 79.
- [200] B. A. Richman, S. E. Bisson, R. Trebino, E. Sidick, A. Jacobson, "All-prism achromatic phase matching for tunable second-harmonic generation," Applied optics 38, 3316-3323 (1999)
- [201] G. Szabo, Z. Bor, "Broadband frequency doubler for femtosecond pulses," Applied Physics B: Lasers and Optics 50, 51"54 (1990)
- [202] P. Baum, S. Lochbrunner, E. Riedle, "Tunable sub-10-fs ultraviolet pulses generated by achromatic frequency doubling," Opt. Lett. 29, 1686-1688 (2004)
- [203] B. A. Richman, S. E. Bisson, R. Trebino, E. Sidick, A. Jacobson, "Efficient broadband second-harmonic generation by dispersive achromatic nonlinear conversion using only prisms," Optics letters 23, 497"499 (1998)
- [204] T. Kanai, X. Zhou, T. Sekikawa, S. Watanabe, T. Togashi, "Generation of subterawatt sub-10-fs blue pulses at 1-5kHz by broadband frequency doubling," Opt. Lett. 28, 1484-1486 (2003)
- [205] T. Kanai, X. Zhou, T. Liu, A. Kosuge, T. Sekikawa, S. Watanabe, "Generation of terawatt 10-fs blue pulses by compensation for pulse-front distortion in broadband frequency doubling," Optics letters 29, 2929"2931 (2004)
- [206] C. Wang, Y. Leng, X. Liang, B. Zhao, Z. Xu, "The application of achromatic phase matching in optical parametric chirped-pulse amplification," Optics communications 246, 323"330 (2005)
- [207] K. Yamane, T. Tanigawa, T. Sekikawa, M. Yamashita, "Angularly-dispersed optical parametric amplification of optical pulses with one-octave bandwidth toward monocycle regime," Optics Express 16, 18345" 18353 (2008)
- [208] N. Kondratyuk, A. A. Shagov, "Nonlinear absorption at 266 nm in BBO crystal and its influence on frequency conversion," ICONO 2001: Nonlinear Optical Phenomena and Nonlinear Dynamics of Optical Systems, K. N. Drabovich, N. S. Kazak, V. A. Makarov, A. P. Voitovich, red. (SPIE, 2002), Vol. 4751, s. 110-115
- [209] R. K. Brimacombe, R. S. Taylor, K. E. Leopold, "Dependence of the nonlinear transmission properties of fused silica fibers on excimer laser wavelength," J. Appl. Phys. 66, 4035-4040 (1989)
- [210] J. E. Davis, R. S. Hughes Jr., H. W. Lee, "Investigation of optically generated transient electronic defects and protonic transport in hydrogen-bonded molecular solids. Isomorphs of potassium dihydrogen phosphate," Chemical Physics Letters 207, 540-545 (1993)
- [211] C. D. Marshall, S. A. Payne, M. A. Henesian, J. A. Speth, H. T. Powell, "Ultraviolet-induced transient absorption in potassium dihydrogen phosphate and its influence on frequency conversion," J. Opt. Soc. Am. B 11, 774-785 (1994)
- [212] M. M. Chirila, N. Y. Garces, L. E. Halliburton, S. G. Demos, T. A. Land, H. B. Radousky, "Production and thermal decay of radiation-induced point defects in KD2PO4 crystals," J. Appl. Phys. 94, 6456 (2003)
- [213] H. Kouta, "Wavelength Dependence of Repetitive-Pulse Laser-Induced Damage Threshold in β-BaB2O4," Appl. Opt. 38, 545-547 (1999)

- [214] V. Wong, I. A. Walmsley, "Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers," Opt. Lett. 19, 287-289 (1994)
- [215] V. Wong, I. A. Walmsley, "Linear filter analysis of methods for ultrashort-pulseshape measurements," J. Opt. Soc. Am. B 12, 1491-1499 (1995)
- [216] C. Chen, G. Wang, X. Wang, Z. Xu, "Deep-UV nonlinear optical crystal KBe2BO3F2—discovery, growth, optical properties and applications," Applied Physics B: Lasers and Optics 97, 9-25 (2009)
- [217] C. T. Chen, T. Kanai, X. Y. Wang, Y. Zhu, S. Watanabe, "High-average-power light source below 200 nm from a KBe₂BO₃F₂ prism-coupled device," Optics Letters 33, 282"284 (2008)
- [218] X. Zhang, Z. Wang, G. Wang, Y. Zhu, Z. Xu, C. Chen, "Widely tunable and high-average-power fourth-harmonic generation of a Ti:sapphire laser with a KBe2BO3F2 prism-coupled device," Opt. Lett. 34, 1342-1344 (2009)
- [219] D. T. Reid, P. Loza-Alvarez, C. T. A. Brown, T. Beddard, W. Sibbett, "Complete characterisation of mid-infrared femtosecond pulses using XFROG," Ultrafast Phenomena, T. Li, ed., Vol. 43 of OSA Trends in Optics and Photonics (OSA, 2000), paper MF28
- [220] M. Li, J. P. Nibarger, C. Guo, G. N. Gibson, "Dispersion-free transient-grating frequency-resolved optical gating," Appl. Opt 38, 5250"5253 (1999)
- [221] dane producenta barwnika, katalog firmy Lambdachrome
- [222] S. Wu, G. A. Blake, S. Sun, J. Ling, "A multicrystal harmonic generator that compensates for thermally induced phase mismatch," Optics Communications 173, 371–376 (2000)
- [223] Y. K. Yap, K. Deki, N. Kitatochi, Y. Mori, T. Sasaki, "Alleviation of thermally induced phase mismatch in CsLiB₆O₁₀ crystal by means of temperature-profile compensation," Optics Letters 23, 1016–1018 (1998)
- [224] K. Osvay, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatari, I. N. Ross, E. J. Divall, C. J. Hooker, A. J. Langley, "Broadband amplification of ultraviolet laser pulses," Appl. Phys. B 74, 163-169 (2002)
- [225] Z. Liu, T. Kozeki, Y. Suzuki, N. Sarukura, K. Shimamura, T. Fukuda, M. Hirano, H. Hosono, "Chirped-pulse amplification of ultraviolet femtosecond pulses by use of Ce(3+):LiCaAlF(6) as a broadband, solid-state gain medium," Opt Lett. 26, 301-303 (2001)
- [226] T. Kanai, X. Zhou, T. Liu, A. Kosuge, T. Sekikawa, S. Watanabe, "Generation of terawatt 10-fs blue pulses by compensation for pulse-front distortion in broadband frequency doubling," Opt. Lett. 29, 2929-2931 (2004)
- [227] P. Tzankov, T. Fiebig, I. Buchvarov, "Tunable femtosecond pulses in the nearultraviolet from ultrabroadband parametric amplification," Appl. Phys. Lett. 82, 517 (2003)
- [228] I. Z. Kozma, P. Baum, S. Lochbrunner, E. Riedle, "Widely tunable sub-30 fs ultraviolet pulses by chirped sum frequency mixing," J. Opt. Soc. Am. B 14, 444-448 (1997)
- [229] M. Beutler, M. Ghotbi, F. Noack, D. Brida, C. Manzoni, G. Cerullo, "Generation of high-energy sub-20 fs pulses tunable in the 250-310 nm region by frequency doubling of a high-power noncollinear optical parametric amplifier," Opt. Lett. 34, 710-712 (2009)

- [230] A. E. Jailaubekov, S. E. Bradforth, "Tunable 30-femtosecond pulses across the deep ultraviolet," Appl. Phys. Lett. 87, 021107 (2005)
- [231] P. Wnuk, Y. Stepanenko, C. Radzewicz, "High gain broadband amplification of ultraviolet pulses in optical parametric chirped pulse amplifier," Opt. Express 18, 7911-7916 (2010)
- [232] strona domowa projektu LIGO: www.ligo.caltech.edu
- [233] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, J. F. Valley, "Observation of squeezing by four wave mixing in a cavity," Phys. Rev. Lett. 50, 2409 (1985)
- [234] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and H. Wu "Generation of squeezed states by parametric down conversion," Phys. Rev. Lett. 57, 691 (1986)
- [235] H. Vahlbruch, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, K. Danzmann, R. Schnabel "Demonstration of a Squeezed-Light-Enhanced Power- and Signal-Recycled Michelson Interferometer," Phys. Rev. Lett. 95, 211102 (2005)
- [236] H. Vahlbruch, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, K. Danzmann, R. Schnabel, "Coherent control of vacuum squeezing in the gravitational-wave detection band," Phys. Rev. Lett. 97, 011101 (2006)
- [237] G. Breitenbach, S. Schiller, J. Mlynek, "Measurement of the quantum states of squeezed light," Nature 387, 471-475 (1997)
- [238] M. Munroe, D. Boggavarapu, M. E. Anderson, M. G. Raymer, "Photon-number statistics from the phase-averaged quadrature-field distribution: Theory and ultrafast measurement," Phys. Rev. A 52, R924 (1995)
- [239] S. Schiller, G. Breitenbach, S. F. Pereira, T. Müller, J. Mlynek, "Quantum Statistics of the Squeezed Vacuum by Measurement of the Density Matrix in the Number State Representation," Phys. Rev. Lett. 77, 2933 (1996)
- [240] U. Leonhardt, M. Munroe, T. Kiss, T. Richter, M. G. Raymer, "Sampling of photon statistics and density matrix using homodyne detection," Optics Communications 127, 144-160 (1996)