Uniwersytet Warszawski Wydział Fizyki

> Paweł Wnuk Nr albumu: 196017

Inżynieria impulsów femtosekundowych

Praca magisterska na kierunku Fizyka w zakresie Optyki

> Praca wykonana pod kierunkiem prof. Czesława Radzewicza Instytut Fizyki Doświadczalnej

Warszawa, IX 2005

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

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

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

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

Data

Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

Praca zawiera podstawowe pojęcia związane z kształtowaniem femtosekundowych impulsów światła i omówienie niektórych technik kształtowania. Omówiono działanie algorytmów ewolucyjnych stosowanych w tej dziedzinie. Przedstawiono zagadnienia związane z własnościami układu 4f, takimi jak projektowanie oraz ustawianie układu. Przedstawiono nowatorską konstrukcję giętego lustra bimorficznego, umożliwiającego kształtowanie fazy spektralnej w dużym zakresie i wyniki kompresji impulsów uzyskane przy jego wykorzystaniu. Omówiono zasadę działania ciekłokrystalicznego modulatora fazy oraz zastosowanie takiego modulatora do kształtowania widma drugiej harmonicznej w cienkim i grubym krysztale BBO, pokazując analogię z przejściem dwufotonowym w atomie dwupoziomowym. Przedstawiono także perspektywy dalszych badań.

Słowa kluczowe

Kształtowanie impulsów, deformowalne lustro, modulator ciekłokrystaliczny, kształtowanie widma drugiej harmonicznej.

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Podziękowania

W pierwszej kolejności chciałbym podziękować moim Rodzicom za to, że umożliwili mi i pomagali realizować moje marzenia i pasje.

Chciałbym podziękować mojemu promotorowi, prof. Czesławowi Radzewiczowi za to, że zawsze był dla mnie niewyczerpanym źródłem wspaniałej wiedzy, idealną mobilizacją do pracy, bez którego pomocy praca ta nie mogłaby powstać.

Szczególne wyrazy wdzięczności należą się moim nauczycielkom fizyki ze szkoły podstawowej i liceum, paniom: Teresie Krajanowskiej i Annie Legwant za ukazywanie piękna tkwiącego w fizyce.

Podziękowania kieruję również w stronę tych wszystkich, którzy dobrym słowem i czynem pomogli mi w realizacji tej pracy, w szczególności panu Wiesławowi Galewiczowi za bezinteresowną pomoc przy sitodruku, kolegom z pokoju: Piotrkowi Ficie, Piotrkowi Wasylczykowi, Wojtkowi Wasilewskiemu za konstruktywne dyskusje na temat pracy.

Dziękuję mojej Kini za wszelką pomoc przy pisaniu pracy oraz za wszystkie radosne chwile spędzone razem.

"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

1	Wst	tęp	1	
2	2 Kształtowanie impulsów - wprowadzenie			
	2.1	Generacja femtosekundowych impulsów laserowych	3	
	2.2	Funkcja przenoszenia	4	
	2.3	Kształtowanie fazowe	5	
	2.4	Algorytmy ewolucyjne	6	
	2.5	ITFT	9	
3	Ukł	ad $4f$	13	
	3.1	Właściwości układu 4f	13	
	3.2	Projektowanie układu $4f$	14	
	3.3	Procedura ustawiania	17	
4	Def	ormowalne lustra	21	
	4.1	Idea deformowalnych luster	21	
	4.2	Bimorficzne deformowalne lustro	23	
	4.3	Konstrukcja lustra	24	
	4.4	Możliwości lustra	25	
	4.5	Kompresja wydłużonego impulsu	28	
	4.6	Wnioski	29	
5	Mo	dulatory ciekłokrystaliczne	31	
	5.1	Budowa i zasada działania modulatorów LC $\ .\ .\ .$.	31	
	5.2	Kalibracja modulatora	36	
	5.3	Wady modulatora	38	
		5.3.1 Brak niezależnej kontroli fazy i amplitudy	38	
		5.3.2 Przesłuchy między kanałami	40	
		5.3.3 Efekty dyfrakcyjne	42	

6	Kształtowanie widma drugiej harmonicznej			
	6.1	Wprowadzenie	45	
	6.2	Gruby kryształ	50	
	6.3	Cienki kryształ	55	
	6.4	Sytuacja pośrednia	55	
	6.5	Kształty w widmie SH $\ .$	58	
7	Ded		GE	
1	Pousumowame			

vi

Rozdział 1

Wstęp

Kwantowa kontrola zwana też kontrolą koherentną, jest we współczesnej fizyce intensywnie rozwijającą się i szeroko badaną dziedziną. Kwantowa kontrola w możliwie najprostszej definicji jest to możliwość aktywnego kierowania układu kwantowego do określonego stanu końcowego. Oddziaływanie z systemem kwantowym odbywa się przy pomocy spójnego światła o szerokim widmie - są to impulsy femtosekundowe, a sam proces kontroli kwantowej odbywa się przez zmianę parametrów tych impulsów, to jest ich fazy lub fazy i amplitudy. Proces ten nosi nazwę *kształtowanie impulsów*.

Początku kształtowania impulsów femtosekundowych należy szukać pośród ich "dłuższych" braci - impulsów pikosekundowych, gdyż już we wczesnych latach 80' znane były metody pozwalające na ich kształtowanie, jednakże w bardzo ograniczonym zakresie [1]. Choć już w roku 1981 po raz pierwszy udało się uzyskać impulsy o długości około 100 fs [2], to odbywało się to w bardzo skomplikowanej i niestabilnej aparaturze, opartej na zmodlokowanym laserze barwnikowym. Prawdziwy przełom nastąpił dopiero w roku 1991 [3], gdy po raz pierwszy udało się uzyskać impulsy femtosekundowe wprost ze zmodlokowanego lasera opartego na ciele stałym. Wraz z upływem lat, długość generowanych impulsów ulegała dalszemu skróceniu aż do pojedynczych femtosekund [4]. Bardzo dobrym kompendium wiedzy na temat impulsów femtosekundowych oraz ich kształtowania jest artykuł przeglądowy Weinera [5].

Wraz ze skracaniem czasu impulsów, rozwijały się metody ich kształtowania, najczęściej wykorzystując jako elementy kształtujące modulatory ciekłokrystaliczne, modulatory akusto-optyczne, deformowalne lustra, maski fazowe, filtry częstości. Techniki kształtowania szerzej zostaną opisane w rozdziale 2. Zarówno skrócenie impulsów, pociągające za sobą poszerzenie ich widma, jak i rozwój metod ich kształtowania umożliwiły przeprowadzenie szeregu imponujących eksperymentów dotyczących kwantowej kontroli w takich procesach jak selektywne wzbudzanie przejść Ramana, wzbudzanie molekuł i rozrywanie poszczególnych wiązań, wzbudzanie kropek kwantowych w półprzewodnikach [26–31].

Jednakże często nie jesteśmy w stanie przewidzieć *a priori* kształtu impulsu optymalizującego wybrany proces. Wówczas pomocne okazuje się korzystanie z algorytmów genetycznych (adaptacyjnych), które mimo swojego powolnego działania, posiadają tę ogromną zaletę, że bez żadnej informacji o impulsie wejściowym, jak i o samym procesie, wykorzystując jedynie sygnał zwrotny z tego procesu, są w stanie znaleźć optymalny impuls (mimo że sam proces może zachowywać się w bardzo nieliniowy sposób). Metoda ta posiada jednak poważną wadę: z tak otrzymanego impulsu często niemożliwe jest znalezienie fizycznego uzasadnienia jego kształtu. W części pracy dotyczącej kształtowania drugiej harmonicznej przedstawiony zostanie eksperyment pokazujący analogię pomiędzy przejściem dwufotonowym w atomie dwupoziomowym a procesem generacji drugiej harmonicznej. W obu tych procesach istnieje teoria, pozwalająca z góry przewidzieć zachowanie się procesu na zadany kształt impulsu.

Rozdział 2

Kształtowanie impulsów wprowadzenie

2.1 Generacja femtosekundowych impulsów laserowych

Powszechnie stosowanym źródłem impulsów femtosekundowych są lasery, w których ośrodkiem optycznie czynnym jest szafir, czyli korund domieszkowany tytanem $Ti:Al_2O_3$. Ośrodek ten ma bardzo szerokie pasmo wzmocnienia: 700:1100 nm. Tak szerokie pasmo umożliwia jednoczesne wzbudzenie dużej liczby modów we wnęce laserowej, a gdy odpowiednio zsynchronizuje się fazy wszystkich modów, laser pracuje w reżimie impulsowym. Czas trwania impulsu Δt (przy założeniu impulsu Gaussowskiego, fourierowsko ograniczonego) wiąże się z jego szerokością widmową za pomocą następującej zależności:¹

$$\Delta \nu \cdot \Delta t = 0.441 \tag{2.1}$$

W oscylatorze, który był używany w niniejszej pracy, ośrodek czynny jest pompowany optycznie wiązką lasera pracy ciągłej (Verdi V5, Coherent Inc.) o mocy 4.3 W i długości fali 532 nm. We wnęce rezonatora znajduje się para pryzmatów do kompensacji dyspersji wprowadzanej przez kryształ oraz szczelina wymuszająca synchronizację modów. Schemat oscylatora przedstawiony jest na rysunku 2.1. Synchronizację modów w oscylatorze uzyskiwano na drodze pasywnej kontroli strat we

¹Zarówno $\Delta \nu$ jak i Δt odnoszą się do szerokości FWHM (Full Width at Half Maximum), czyli szerokości w połowie maksimum. Notacja ta jest używana w całej pracy.

wnęce, kontrolowanej przez samoogniskowanie w ośrodku Kerrowskim. Optymalnie ustawiony oscylator generował impulsy o czasie trwania około 25 fs, centralnej długości fali $\lambda_0 = 820 nm$, częstości repetycji około 80 MHz i mocy wiązki 300 mW.



Rysunek 2.1: Schemat oscylatora femtosekundowego. LP – laser pompujący, M1-M5 – lustra, L – soczewka skupiająca, P – pryzmaty, S – szczelina, Ti:Sa – kryształ szafiru, OC – lustro wyjściowe.

2.2 Funkcja przenoszenia

Impuls laserowy może być scharakteryzowany poprzez podanie jego zespolonej amplitudy pola elektrycznego elektrycznego w domenie czasowej $\epsilon(t)$, bądź w domenie częstości $\tilde{\epsilon}(\omega)$. Oba opisy są sobie równoważne i powiązane przez transformatę Fouriera:

$$\widetilde{\epsilon}(\omega) = \mathcal{F}(\epsilon(t)) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(t) \cdot e^{-i\omega t} dt$$
(2.2)

Dowolne liniowe urządzenie do kształtowania impulsów można opisać wprowadzając tzw. funkcję przenoszenia (inaczej zwaną funkcją transferu) $\widetilde{H}(\omega)$, która opisuje związek pomiędzy zespoloną amplitudą spektralną pola elektrycznego $\widetilde{\epsilon}_{in}$ na wejściu urządzenia i zespoloną amplitudą pola na wyjściu z urządzenia $\widetilde{\epsilon}_{out}$:

$$\widetilde{\epsilon}_{out}(\omega) = \widetilde{H}(\omega) \cdot \widetilde{\epsilon}_{in}(\omega) \tag{2.3}$$

Czasami wygodnie jest przedstawić $H(\omega)$ w postaci iloczynu:

$$\widetilde{H}(\omega) = R(\omega) \cdot e^{-i\phi(\omega)} \tag{2.4}$$

gdzie $R(\omega)$ to rzeczywista funkcja zmiany amplitudy zaś $\phi(\omega)$ oznacza zmianę fazy. Należy pamiętać, że dla liniowych urządzeń pasywnych spełniona jest nierówność $|\widetilde{H}(\omega)| = |R(\omega)| \leq 1$, która w rzeczywistości ogranicza postać $\epsilon_{out}(t)$, dla których amplituda spektralna impulsu wyjściowego dla dowolnej częstości jest nie większa niż amplituda spektralna impulsu wejściowego. W szczególności, nie można przy pomocy dowolnego liniowego urządzenia kształtującego wytworzyć impulsu krótszego niż fourierowsko ograniczony impuls wejściowy.

Przy tak ogólnie zdefiniowanej funkcji transferu można wykonać operację odwrotną, to jest wyliczyć funkcję przenoszenia dla zadanej postaci amplitudy spektralnej impulsu wejściowego i zadanej (pożądanej) postaci amplitudy spektralnej impulsu wyjściowego:

$$\widetilde{H}(\omega) = \frac{\widetilde{\epsilon}_{out}(\omega)}{\widetilde{\epsilon}_{in}(\omega)}$$
(2.5)

Zatem, możliwe jest wygenerowanie dowolnego kształtu impulsu w domenie czasowej, stosując urządzenie o odpowiedniej funkcji przenoszenia:

$$\widetilde{H}(\omega) = \frac{\mathcal{F}(\epsilon_{out}(t))}{\widetilde{\epsilon}_{in}(\omega)} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{out}(t) \cdot e^{-i\omega t} \mathrm{d}t}{\widetilde{\epsilon}_{in}(\omega)}$$
(2.6)

Istnieje więc w pełni analityczna metoda umożliwiająca znalezienie filtru $\widetilde{H}(\omega)$. Jednakże posiada ona bardzo poważną wadę, wynikającą z ograniczonego transferu energii związanego ze stratami wnoszonymi przez $R(\omega)$.

2.3 Kształtowanie fazowe

Jeżeli w równaniu na funkcję transferu (wzór 2.4) położyć $R(\omega) = 1$, czemu odpowiada brak modulacji amplitudy, pozostawiając jedynie zmiennym człon $\phi(\omega)$, to takie kształtowanie nazywa się kształtowaniem fazowym. Ma ono tę przewagę nad kształtowaniem amplitudowofazowym, że zachowuje całkowitą energię impulsu, zmieniając jedynie jego fazę spektralną, wpływając w ten sposób na kształt impulsu. Kosztem jaki ponosimy za zachowanie energii jest brak analitycznej metody na znalezienie fazy $\phi(\omega)$ realizującej dowolny kształt. W przypadku kształtowania fazowego nie można stosować wzoru 2.5, gdyż widmo dowolnego impulsu wyjściowego może różnić się od widma wejściowego, zatem nie można zachować warunku $R(\omega) = 1$ a tym samym wyliczyć funkcji transferu.

Metodą pozwalającą na znalezienie oczekiwanej funkcji transferu $\phi(\omega)$ jest użycie algorytmu genetycznego lub iteracyjnego algorytmu ITFT. Zostaną one omówione w kolejnych rozdziałach.

2.4 Algorytmy ewolucyjne

Algorytmy genetyczne bazują na idei ewolucji naturalnej. Pierwsze algorytm zostały napisane pod koniec lat 60-tych, przechodząc kolejne etapy udoskonalenia aż do uzyskania dzisiejszej postaci [6]. Zasada działania tych algorytmów opiera się na trzech podstawowych procesach znajdujących swoje odzwierciedlenie w ewolucji naturalnej: mutacji, krzyżowaniu i selekcji. Proces ten jest powtarzany w kolejnych pokoleniach, ewoluując ku optymalnemu rozwiązaniu.

Algorytmy genetyczne są wspaniałym narzędziem znajdywania rozwiązań w wielowymiarowej przestrzeni², niezależnie od procesu który optymalizują oraz bez potrzeby definiowania tego procesu. Jedynym warunkiem prawidłowego działania algorytmu, jest możliwość sprawdzania funkcji oceny (miary jakości dowolnego osobnika) dla osobników wytworzonych w kolejnych iteracjach algorytmu [7]. Pierwszym etapem działania algorytmu jest losowe zainicjalizowanie zespołu P wektorów N wymiarowych zwanych dalej generacją. Osobnik reprezentowany jest przez pojedynczy wektor w postaci:

$$\mathbf{x} \in \mathbf{R}^N, \qquad \mathbf{x} = (x_1, \dots, x_N), \qquad x_i \in \mathbf{R}$$
 (2.7)

Każdy osobnik posiada zespół cech x_i zwanych genami. Pojedyncza populacja, zwana generacją, jest zespołem P osobników:

$$\mathbf{O} = [\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_P], \qquad \mathbf{x}_i \in \mathbf{R}^N$$
(2.8)

²Przykładowe kształtowanie impulsów, ich fazy i amplitudy to jest 2*640 pikseli, z rozdzielczością 10bit=1028, daje ogromną liczbę rozwiązań 10^{3800} w której pracuje algorytm.

Liczba osobników P w kolejnych generacjach jest stała. Po utworzeniu generacji, każdy z osobników kolejno poddawany jest testowaniu przez sprawdzenie funkcji oceny. Odbywa się to bądź eksperymentalnie bądź numerycznie, mierząc lub obliczając wartość funkcji dla kolejnych osobników. Wynikiem takiego pomiaru jest zbiór osobników wraz z przypisanymi im wartościami sygnałów odpowiedzi. Kolejnym etapem jest selekcja $\mathcal{M} = \{\mathbf{x}_1, \ldots, \mathbf{x}_m\}$ najlepszych osobników (równoważna selekcji naturalnej w przyrodzie). Tak utworzony zbiór najlepszych osobników.

Kolejny etap to ewolucja generacji. W najprostszej postaci składa się z dwóch procesów: krzyżowania i mutacji. Te dwa procesy są podstawą ewolucji żywych organizmów, w kolejnych generacjach dopasowujących się coraz lepiej do warunków zewnętrznych.

Krzyżowanie jest to wymiana części genów między dwoma osobnikami $\mathbf{x}_{j'}, \mathbf{x}_{j''} \in \mathcal{M}$. Wybór osobników, między którymi zachodzi krzyżowanie następuje losowo. Wyróżnia się następujące rodzaje krzyżowania:

(a) Krzyżowanie jednopunktowe: losowo wybierany jest pojedynczy indeks, i' z zakresu $1 \leq i' \leq N$, następnie tworzone jest potomek, zgodnie ze wzorem:

$$\mathbf{y} = \begin{cases} (\mathbf{x}_{j'})_i, & i \leq i' \\ (\mathbf{x}_{j''})_i, & i > i' \end{cases}$$
(2.9)

(b) Krzyżowanie dwupunktowe: losowo wybierane są dwa indeksy $1 \le i' < i'' \le N$, następnie potomek tworzony jest w następującej postaci:

$$\mathbf{y} = \begin{cases} (\mathbf{x}_{j'})_i, & 1 \leq i \leq i' \\ (\mathbf{x}_{j''})_i, & i' < i < i'' \\ (\mathbf{x}_{j'})_i, & i'' \leq i \leq N \end{cases}$$
(2.10)

(c) Krzyżowanie wielopunktowe: tworzony jest losowy wektor $\mathbf{r}, r_i \in \{0, 1\}, i = 1, ..., N, z$ równymi prawdopodobieństwami dla 0 i 1: P(0) = P(1) = 0.5, a potomek jest następującej postaci:

$$\mathbf{y} = \begin{cases} (\mathbf{x}_{j'})_i, & r_i = 0\\ (\mathbf{x}_{j''})_i, & r_i = 1 \end{cases}$$
(2.11)

(d) Krzyżowanie uśredniające tworzy potomka w postaci:

$$\mathbf{y} = \frac{\mathbf{x}_{\mathbf{j}'} + \mathbf{x}_{\mathbf{j}''}}{2} \tag{2.12}$$

Drugim procesem w ewolucji populacji jest mutacja. Mutowanie polega na losowej zmianie elementów wektora, określonej przez prawdopodobieństwo P_{mut} . W pierwszym etapie mutowania zostaje losowo wybrany wektor **r** o długości N taki, że $r_i \in \{0,1\}, i = 1, ..., N$ z prawdopodobieństwami $P(1) = P_{mut}$ i $P(0) = 1 - P_{mut}$. Następnie z osobnika **x** tworzony jest potomek **y** zgodnie ze wzorem:

$$y_{i} = \begin{cases} x_{i} + \sigma m_{i}, & r_{i} = 1\\ x_{i}, & r_{i} = 0 \end{cases}$$
(2.13)

Ze wzoru 2.13 wynika, że gen w danym osobniku zmieniany jest tylko wtedy, gdy w sekwencji **r** występuje 1 dla indeksu danego genu, tak więc średnia liczba elementów ulegających mutacji wynosi: $n = N \cdot P_{mut}$. Obok parametru P_{mut} występują także dwa inne elementy kontrolujące proces mutacji: m_i i σ – określają one zasięg mutacji. Aby mutowanie odzwierciedlało procesy w przyrodzie, parametr m_i jest losową liczbą z gaussowskiego rozkładu prawdopodobieństwa, centrowanego wokół zera:

$$P(m_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{(-m_i^2/2)} \tag{2.14}$$

zaś σ nazywana jest długością skoku. Im większą przyjmuje wartość, tym pojedyncza mutacja wprowadza większą zmianę. Wielkość σ ma bardzo duży wpływ zarówno na szybkość zbieżności algorytmu, jak i na dokładność znalezienia optimum. Rozsądnym rozwiązaniem jest dynamiczne dobieranie parametru σ w zależności od ilości korzystnych mutacji. Jeżeli większość mutacji w danej generacji przynosi korzystne zmiany, oznacza to, że algorytm jest daleki od optimum. W takiej sytuacji należy zwiększyć parametr przeszukiwania σ . Jeżeli zaś znaczna część mutacji daje gorsze wyniki niż ich protoplaści, oznacza to, że algorytm był blisko optimum, a mutacje oddalały algorytm od rozwiązania, zatem należy zagęścić przestrzeń przeszukiwaną – zmniejszyć σ . Aby zapisać ten warunek w zwartej postaci, należy najpierw zdefiniować η , jako stosunek korzystnych mutacji do całkowitej liczby mutacji:

$$\eta = \frac{\eta_{suk}}{\eta_{tot}} \leqslant 1 \tag{2.15}$$

Wtedy parametr σ w kolejnej generacji będzie wyrażał się przez:

$$\sigma_t = \begin{cases} \sigma_{t-1}q, & \eta \leqslant \eta_c \\ \sigma_{t-1}/q, & \eta > \eta_c \end{cases}$$
(2.16)

gdzie η_c oznacza krytyczną wartość pozytywnych mutacji, dla której należy zmienić zakres zmian, a parametr q oznacza wielkość o jaką należy podzielić lub pomnożyć parametr σ .

W procesach z szumem, obok mutacji i krzyżowania stosuje się jeszcze jeden element ewolucji – klonowanie. Klonowanie jest procesem przenoszącym pewną liczbę najlepszych osobników z poprzedniej generacji bez żadnych zmian do następnej generacji. Ma to na celu zminimalizowanie wpływu szumu na zbieżność algorytmu, przy czym w procesach bez szumu, klonowanie powoduje monotoniczną zbieżność rozwiązania.

Szybkość zbiegania, jak i dokładność rozwiązania silnie zależy od właściwego doboru parametrów sterujących. Najczęściej wartości tych parametrów dobiera się doświadczalnie, obserwując zachowanie algorytmu, w szczególności szybkość zbiegania oraz powtarzalność rozwiązania. W literaturze dotyczącej algorytmów ewolucyjnych często pojawia się startowy zestaw parametrów, od którego można zacząć optymalizację: stosunek ilości wektorów dających wkład do następnej generacji do pełnej liczby osobników wynosi: $M/P \approx 1/7$ [6], przy czym M powinno wynosić około 10. Prawdopodobieństwo mutacji: $P_{mut} \approx 0.1$, $q \approx 0.9$ a wartość krytyczna $\eta_c \approx 0.6$. Parametry $P_{mut} q$ oraz η_c zostały wyznaczone doświadczalnie.

2.5 ITFT

ITFT – jest skrótem od angielskiego wyrażenia: Iterative Fourier Transform. Jest to drugi często stosowany algorytm, używany do fazowego kształtowania impulsów [8]. Algorytm ten podobny jest do algorytmów stosowanych w rekonstrukcji kształtu impulsu z pomiarów autokorelacji, czy w konstrukcji komputerowo generowanych hologramów wolnych od spekli. Ze względu na istnienie więzu na amplitudę: $|R(\omega)| = 1$, nie istnieje analityczne wyrażenie na fazę realizującą zadany kształt, zatem ITFT pozwala jedynie na znalezienie przybliżonego kształtu impulsów.

Algoryt
m do swojego działania potrzebuje amplitudy docelowego kształtu w domenie czasowej
 z(t) oraz zespolonej amplitudy wejściowego pola elektrycznego w domenie częstości
 $\tilde{\epsilon}(\omega)$, charakteryzowanego przez jej fazę spektralną
 $\Phi(\omega)$ oraz amplitudę $A(\omega)$:

$$\widetilde{\epsilon}(\omega) = A(\omega)exp(i\Phi(\omega)) \tag{2.17}$$

Jeżeli impuls wejściowy jest fourierowsko ograniczony, wtedy faza wej-

ściowa ma postać: $\Phi(\omega) = 0$, a amplitudę spektralną można zmierzyć używając spektrometru, przy czym $A(\omega) = \sqrt{I(\omega)}$, gdzie $I(\omega)$ jest zarejestrowanym widmem.

Zasadę działania algorytmu ITFT zobrazowano schematycznie na rysunku 2.2.



Rysunek 2.2: Schemat iteracyjnego fourierowskiego algorytmu do znajdowania fazy realizującej zadany profil czasowy (symbolem FT oznaczono Transformatę Fouriera).

- 0. Algorytm jest inicjalizowany przez amplitudę spektralną impulsu wejściowego $A(\omega)$ i przez dowolną fazę $\Phi(\omega)$.
- 1. Przy pomocy odwrotnej transformaty Fouriera pole elektryczne transformowane jest do domeny czasowej.
- 2. Następuje pierwsze podstawienie więzów, tzn. czasowy profil b(t) jest zastępowany przez docelowy profil z(t), nie zmieniając przy tym fazy $\Theta(t)$.

- 3. Powrót do domeny częstości przy pomocy transformaty Fouriera.
- 4. Drugie podstawienie więzów amplituda otrzymana w wyniku transformaty Fouriera po kroku 3 jest zamieniana przez amplitudę impulsu wejściowego, pozostawiając fazę $\Psi(\omega)$ niezmienioną.

Algorytm wykonuje cyklicznie kroki 1–4, monotonicznie zbiegając do rozwiązania, które jest niezmiennicze w wyniku działania opisanej powyżej procedury [9]. Wynikiem działania tego algorytmu jest faza $\Psi(\omega) - \Phi(\omega)$ możliwie najlepiej realizująca zadany profil czasowy.

Zaletą tego algorytmu jest jego przejrzystość, łatwość implementacji oraz szybkość – już 20 iteracji wystarcza na znalezienie stabilnego rozwiązania. Jednakże posiada on także wadę, nie jest bowiem uniwersalny. Algorytm ten jest czuły na warunki początkowe. Symulacje działania algorytmu oraz jego czułość zostały przedstawione na rysunku 2.3 i 2.4.



Rysunek 2.3: (a) Poprawne odwzorowanie zadanego kształt, (b) słabe dopasowanie kształtu prostokąta; czarna linia oznacza kształt docelowy, czerwona – kształt dopasowany, zielona linia – fazę realizującą znaleziony profil; wynik po 100 iteracjach.



Rysunek 2.4: Czułość algorytmu na kształt docelowy: (a) – kształt prostokątny o szerokości 2.8 Phz, (b) – kształt prostokątny o szerokości 3PHz; czarna linia oznacza kształt docelowy, czerwona – kształt dopasowany, zielona linia – fazę realizującą znaleziony profil; wynik po 100 iteracjach.

Rozdział 3

Układ 4f

3.1 Właściwości układu 4f

Jednym z najczęściej stosowanych układów do kształtowania impulsów jest układ zwany 4f. Jest to układ składający się z 2 identycznych siatek dyfrakcyjnych oraz dwóch soczewek skupiających o takiej samej ogniskowej. Schemat ideowy układy 4f został przedstawiony na rysunku 3.1.

Wiązka laserowa padając na pierwszą siatkę dyfrakcyjną ulega rozczepieniu kątowemu, tzn. różne składowe spektralne uginają się pod różnymi kątami. Tak rozczepione widmo pada na soczewkę skupiająca, która powoduje, że składowe spektralne biegną równolegle do osi optycznej oraz jednocześnie każda składowa spektralna jest ogniskowana w odległości f od soczewki, w miejscu zwanym płaszczyzną fourierowską. Taka procedura równoważna jest z przestrzenną transformatą Fouriera, tzn. na płaszczyznę fourierowską zrzutowane zostają składowe spektralne widma. Zaletą takiego rozwiązania jest możliwość zarówno przestrzennego filtrowania amplitudy, jak i zmiany fazy. W miejscu płaszczyzny fourierowskiej umieszcza się urządzenia dokonujące zmiany pola elektrycznego (fazy lub fazy i amplitudy), np. modulator ciekłokrystaliczny lub gięte lustro. Gdy w płaszczyźnie fourierowskiej umieszczone jest lustro, to wiązka odbita wraca tą samą drogą co wiązka wejściowa z ewentualnym niewielkim przesunięciem w płaszczyźnie pionowej, w celu separacji wiązek – taki układ nosi nazwę 2f i jest ideowo równoważny z układem 4f.



Rysunek 3.1: Schemat układu 4f do kształtowania impulsów. L1,L2 – soczewki skupiające o ogniskowej f, Gr1,Gr2 – siatki dyfrakcyjne, LC-SLM – przestrzenny modulator fazy i amplitudy.

3.2 Projektowanie układu 4f

Własności układu do kształtowania impulsów zależą w dużym stopniu od doboru odpowiednich parametrów poszczególnych elementów optycznych oraz ustawienia siatek dyfrakcyjnych. Najważniejszą częścią układu jest modulator ciekłokrystaliczny i to on w znacznym stopniu determinuje końcową geometrię. W pracy tej autor korzystał z modulatora SLM składającego się z 640 pikseli, każdy o szerokości 97 μm oddzielonych od siebie przerwami o szerokości 3 μm . Tak więc całkowita apertura modulatora wynosiła A = 64 mm. Drugim istotnym parametrem układu jest jego okno spektralne, czyli wielkość określająca zakres widma jakie może być transmitowane przez układ¹. W dalszej części stosowane będą oznaczenia zgodnie z rysunkiem 3.2.

Ugięcie światła na siatce dyfrakcyjnej opisuje równanie siatkowe:

$$m\lambda = d(\sin\Theta_{out} + \sin\Theta_{in}) \tag{3.1}$$

 $^{^1{\}rm Zakłada}$ się że ograniczenia na szerokość transmitowanego widma wynikają jedynie z apertury modulatora.



Rysunek 3.2: Sposób oznaczania kątów na siatce dyfrakcyjnej.

gdzie λ jest długością fali, dodległością rys w siatce dyfrakcyjnej amoznacza rząd ugięcia.

Wprowadźmy kąt ugięcia γ dla centralnej długości fali:

$$\gamma = \Theta_{out}(\omega_0) - \Theta_{in} \tag{3.2}$$

wtedy równanie 3.1 można zapisać w postaci:

$$\frac{m\lambda}{d} = \sin(\Theta_{out} - \gamma) + \sin\Theta_{out} \tag{3.3}$$

Korzystając z tożsamości trygonometrycznej na sumę sinusów oraz podstawiając $\lambda=\frac{2\pi c}{\omega},$ otrzymuje się:

$$\frac{m\pi c}{\omega d} = \sin(\frac{1}{2}(2\Theta_{out} - \gamma))\cos\frac{\gamma}{2}$$
(3.4)

Zatem kąt pod jakim ugnie się fala o częstości ω wynosi:

$$\Theta_{out}(\omega) = \frac{\gamma}{2} + \arcsin\frac{c\pi}{\omega d\cos\frac{\gamma}{2}}$$
(3.5)

a rozkład poszczególnych składowych spektralnych w płaszczyźnie fourierowskiej w stosunku do położenia częstości centralnej wyraża się przez:

$$x(\omega) = f \tan(\Theta_{out}(\omega) - \Theta_{out}(\omega_0))$$
(3.6)

Na rysunku 3.3 przedstawiono rozkład widma na modulatorze w funkcji numeru pikseli. Wykres został sporządzony dla następujących parametrów układu:

- $f = 30 \ cm$ ogniskowa soczewek
- $d = 1200 \ rys/mm$ –stała siatki
- m = -1 rząd w którym pracowała siatka
- $\lambda_0 = 826 \ nm$ centralna długość fali
- $\gamma = -28.9^{\circ}$ kąt ugięcia dla centralnej długości fal
i λ_0

Dalsza część pracy, tzn. wszystkie doświadczania z ciekłokrystalicznym modulatorem były przeprowadzone w powyższej konfiguracji.



Rysunek 3.3: Rozkład widma na modulatorze ciekłokrystalicznym w funkcji numeru pikseli.

Gdy we wzorze 3.6 położy się x = A/2 lub x = -A/2, gdzie A oznacza aperturę modulatora, można wtedy numerycznie znaleźć górny i dolny zakres częstości jakie są transmitowane przez układ. Dla powyższych wartości parametrów szerokość transmitowanego widma wynosi 124.3 nm, co daje średnią wartość w przybliżeniu 0.2 nm na pojedynczy piksel. Dzięki użyciu modulatora o 640 pikselach, rozdzielczość układu była na tyle duża, aby gładko odwzorowywać fazy, unikając efektu pikselizacji widma oraz kształtować impulsy w dużym oknie czasowym.

3.3 Procedura ustawiania

Właściwe ustawienie układu 4f ma krytyczne znaczenie, w szczególności gdy jest on używany do generowania impulsów o z góry zadanym kształcie. Mniejsza precyzja ustawienia układu wymagana jest wtedy, gdy układ generuje impulsy korzystając z algorytmów z sygnałem zwrotnym takich jak algorytmy ewolucyjne. Pomimo tego, że układ 4f składa się zaledwie z 5 elementów: 2 siatek dyfrakcyjnych, 2 soczewek i modulatora przestrzennego, ustawienie układu może sprawić wiele kłopotów. Opracowana w tej pracy procedura, pomimo swojej złożoności pozwala precyzyjnie wykonać to zadanie.

Procedura ustawiania układu:²

- 1. Obserwując położenie wiązki odbitej oraz położenia wiązek ugiętych, ustawić siatki tak, żeby rysy były ustawione pionowo.
- 2. Postawić w dowolnym miejscu pierwszą siatkę dyfrakcyjną oraz zdefiniować oś układu.
- 3. Skolimowaną wiązką monochromatyczną (laser szafirowy pracy ciągłej) oświetlić siatkę dyfrakcyjną w taki sposób, żeby wiązka ugięta na siatce przebiegała wzdłuż osi układu (obserwując położenie plamki w stosunku do osi układu).
- 4. Wstawić soczewkę kolimującą, mniej więcej w odległości jej ogniskowej od siatki dyfrakcyjnej oraz na osi układu prostopadle do wiązki (poprawność osiowego ustawienia sprawdzić obserwując położenie plamki w stosunku do osi układu, a prostopadłość – obserwując wiązkę odbitą od powierzchni soczewki), jeżeli soczewka jest płaskowypukła, należy ustawić ją wypukłością w stronę modulatora – w celu minimalizacji aberracji.
- 5. Za soczewką ustawić zwierciadło tak, aby dokładnie zawracało wiązkę.
- 6. Wiązkę wejściową powiększyć przy pomocy teleskopu (wcześniej sprawdzając kolimację).

 $^{^2 {\}rm Impuls}$ wejściowy powinien być skompresowany używając linii dyspersyjnej (tzn. bez kwadratowej fazy).

- 7. Zmierzyć średnicę wiązki wejściowej, a następnie przesuwając zwierciadło wzdłuż osi układu szukać takiego położenia, dla którego średnica wiązki odbitej, obserwowanej w dalekim polu, jest taka sama jak średnica wiązki wejściowej – krok ten pozwala ustawić zwierciadło dokładnie w odległości f od soczewki.
- 8. Usunąć teleskop, zmodlokować oscylator (wymusić pracę impulsową – mode locking) i w dalekim polu obserwować świergot kątowy wiązki wracającej (dobre efekty daje obserwacja widma w dalekim polu przy pomocy spektrometru). Przesuwać siatkę dyfrakcyjną wzdłuż osi układu aż do likwidacji chirp'u kątowego – krok ten pozwala na ustawienie odległości f między siatką a soczewką.
- 9. W miejsce zwierciadła zawracającego wstawić prostopadle do wiązki modulator ciekłokrystaliczny.
- 10. Wstawić drugą soczewkę za modulatorem w odległości bliskiej f (ponownie kontrolując osiowość oraz prostopadłość do wiązki).
- 11. Wiązkę monochromatyczną ponownie powiększyć używając teleskopu, następnie przesuwać drugą soczewkę wzdłuż osi układu do momentu, gdy rozmiar wiązki przechodzącej przez układ obserwowany w dalekim polu będzie taki sam jak rozmiar wiązki wejściowej – w ten sposób druga soczewka zostaje ustawiona w odległości 2f od pierwszej soczewki, tworząc teleskop o powiększeniu 1.
- 12. Wstawić drugą siatkę dyfrakcyjną na osi układu, starając się ustawić ją mniej więcej pod takim samym kątem jak pierwszą siatkę.
- 13. Wyjąć teleskop zmodlokować oscylator i mierząc autokorelację ustawić odległość drugiej siatki tak, aby impuls był możliwie najkrótszy.
- 14. Minimalizując chirp kątowy w dalekim polu (mierzony przy pomocy spektrometru) ustawić dyspersję poprzez zmianę kąta drugiej siatki.

Ostatnie dwa kroki należy powtórzyć kilkakrotnie.

Podczas ustawiania układu należy zwrócić szczególną uwagę na pionowe ustawienie rys siatek, gdyż nawet niewielkie przekoszenie powoduje dyspersję kątową góra–dół, uniemożliwiając ponowne złożenie impulsu. Należy również precyzyjnie ustawić odległość między siatkami, gdyż niewłaściwe ich ustawienie powoduje powstawanie chirpu kwadratowego [10,11] zgodnie z równaniem:

$$\frac{\partial^2 \phi(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3 (L - 4f)}{2\pi c^2 d^2 \cos^2 \theta_d} \tag{3.7}$$

gdzie L-4f jest odstępstwem od idealnej odległością między siatkami, d – okres siatki, θ_d – kątem ugięcia. Istnieje kryterium na akceptowalną niedokładności ustawienia siatek: faza wprowadzana przez układ 4f zgodnie ze wzorem 3.7 musi być mniejsza niż π .

Aby zlikwidować pozostałe aberracje, niemożliwe do usunięcia przy pomocy siatek dyfrakcyjnych, posłużono się algorytmem ewolucyjnym do znalezienia fazy optymalizującej. Jako sygnału odpowiedzi użyto fotodiody dwufotonowej (GaAsP, Hamamatsu, typ G1962). Na rysunku 3.4 przedstawiono funkcję autokorelacji impulsów przed i po optymalizacji oraz fazę optymalizującą układ 4f.



Rysunek 3.4: (a) – faza optymalizująca układ 4f na tle widma, (b) – porównanie funkcji autokorelacji dla impulsu przed i po optymalizacji.

Ponieważ w układzie 4f poszczególne składowe spektralne są przestrzennie rozdzielone, jest on bardzo czuły na fluktuacje gęstości powietrza, które wpływają na różnicę w drogach optycznych pomiędzy różnymi częstościami. Fluktuacje takie wprowadzają zatem niekontrolowaną fazę spektralną – wydłużając i zniekształcając impulsy wyjściowe. Podczas budowania układu należy zwrócić szczególną uwagę na izolację od wpływów fluktuacji powietrza, używając specjalnego zadaszenia oraz usunąć blisko znajdujące się źródła ciepła.

Rozdział 4

Deformowalne lustra

4.1 Idea deformowalnych luster

Często w eksperymencie wystarcza kształtowanie czysto fazowe, które zachowuje energię impulsu. W takim przypadku zamiast modulatorów LC można użyć deformowalne lustro. Idea kształtowania przy użyciu giętych luster polega na tym, że lustro ustawione w płaszczyźnie fourierowskiej układu 2f (Rys. 4.1) ulega pewnemu odkształceniu, powodując zmianę dróg optycznych dla różnych składowych spektralnych, co odpowiada zmianie fazy spektralnej zgodnie ze wzorem:

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega d(\omega)}{c} \tag{4.1}$$

gdzie $d(\omega)$ to odchylenie lustra odpowiadające częstości ω . Zatem pole elektryczne impulsu wyjściowego będzie miało postać:

$$\widetilde{\epsilon}_{out}(\omega) = \widetilde{\epsilon}_{in}(\omega)e^{i\phi(\omega)} \tag{4.2}$$

Używanie deformowalnych luster, mimo ograniczenia do czysto fazowego kształtowania, posiada kilka istotnych zalet:

- Układ nie jest czuły na polaryzację wejściową.
- Dzięki możliwości nakładania różnych pokryć zakres spektralny jest szeroki a straty niskie.
- Próg zniszczenia jest wysoki umożliwia to kształtowanie impulsów o dużej mocy.
- Gładka zmiany fazy brak efektów pikselizacji.



Rysunek 4.1: Schemat układu 2fz deformowalnym lustrem do fazowego kształtowania impulsów.

Istnieje wiele różnych rozwiązań stosowanych jako deformowalne lustra. Historycznie pierwszym pomysłem na deformowalne lustro było użycie cienkiego zwierciadła przymocowanego w dwóch symetrycznych punktach, do końców którego przykładano taka samą siłę o przeciwnych zwrotach, powodując wygięcie lustra umożliwiające kompensację fazy trzeciego rzędu [12]. Bardziej uniwersalnym rozwiązaniem jest użycie cienkiej deformowalnej membrany, rozciagniętej nad drucikami podłączonymi do wysokiego napięcia, które oddziaływując z membraną siłą elektrostatyczną, powodowały jej lokalne ugięcia [13]. Kolejnym pomysłem było wykorzystanie rozszerzalności cieplnej do wyginania powierzchni lustra [14]. Idea ta posiadała dwie znaczące wady: mała szybkość odpowiedzi oraz dużą histerezę. Innym pomysłem było wykorzystanie piezostrykcyjnej siły do wyginania membrany lustra [15]. Jednakże to rozwiązanie posiadło mały zakres modulacji ze względu na proces deformacji, który jest zależny od kwadratu napięcia. Rozwiązaniem pozwalającym na dokładniejszą kontrolę fazy, jest urządzenie zwane PADRE [16]. Zbudowane jest ono na zasadzie niezależnych stosów piezoceramicznych, ustawionych obok siebie z przyklejoną cienką membraną u góry. Takie rozwiązanie posiada większą rozdzielczość w porównaniu z rozwiązaniami z wiszącą membraną, ze względy na mniejszy wpływ wygięcia pojedynczego stosu na całą powierzchnię oraz względnie dużą głębokość modulacji. Innym rozwiązaniem jest użycie matryc typu MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) – wykorzystujących

tę samą zasadę działania co deformowalne lustra elektrostatyczne, z tą różnicą, że MEMS jest matrycą złożoną z dużej liczby niezależnych, elektrostatycznie uginanych luster.

4.2 Bimorficzne deformowalne lustro

W ramach tej pracy zbudowano nowy rodzaj deformowalnego lustra [17], bazującego na rozwiązaniu stosowanym w optyce adaptacyjnej, a przedstawionego po raz pierwszy przez Steinchausa i Lipsona [18] ponad 25 lat temu. Zasada działania podobna jest do działania bimetali, z tą różnicą, że w tym przypadku zamiast metali używa się dwóch odpowiednio spolaryzowanych płytek piezoceramiki. Dzięki gęstemu podziałowi



Rysunek 4.2: Zasada działania bimorficznego lustra piezoceramicznego.

płytek piezoceramicznych na niezależne sektory (Rys. 4.2), można wytworzyć gładkie kształty. W sektorze, do którego przyłożono napięcie jedna z płytek rozszerza się, podczas gdy druga się kurczy powodując wygięcie lustra. Promień łuku R, w który wygina się odpowiedni sektor, dany jest równaniem:

$$R^{-1} = \frac{Vd_{31}}{t^2} \tag{4.3}$$

gdzie V oznacza napięcie przyłożone do piezoceramiki, d_{31} jest współczynnikiem tensora piezoelektrycznego odpowiedzialnego za efekt rozszerzalności, t jest grubością płytki piezoceramicznej. Dzięki podziałowi piezoceramiki na wiele niezależnych sektorów, otrzymano urządzenie umożliwiające generowanie skomplikowanych kształtów. Jeżeli założy się ciągły rozkład napięcia V(x) wzdłuż płytki (co przy małym obszarze martwym oraz dużej ilości sektorów jest dobrym założeniem) wtedy kształt lustra y(x) opisany jest równaniem różniczkowym:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{d_{31}}{t^2} V(x) \tag{4.4}$$

Po jego scałkowaniu z odpowiednimi warunkami brzegowymi $(\frac{\partial y}{\partial x}(0) = 0$ oraz $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}(0) = 0$, przy czym x = 0 odnosi się do środka lustra), oraz przy założeniu wielomianowej zależności przyłożonego napięcia $V(x) = \sum_{k=0}^{N} a_k x^k$ otrzymujemy wzór opisujący kształt lustra:

$$y(x) = \frac{d_{31}}{t^2} \sum_{k=2}^{N+2} a_{k-2} \frac{1}{k(k-1)} x^k$$
(4.5)

Zatem korzystając ze wzoru 4.5 można analitycznie wyznaczyć rozkład napięcia realizujący zadany kształt¹.

4.3 Konstrukcja lustra

Głównym materiałem potrzebnym do produkcji lustra jest piezoceramika (zastosowano typ T120 - A4E - 60, Piezo System Inc. [19]). Jej wymiary to $75 \times 75 \times 0.5 \ mm^3$, początkowo z obu stron była pokryta cienką warstwą niklu. Pierwszym etapem było wycięcie dwóch identycznych płytek o wymiarach zbliżonych do wymiarów końcowych lustra tj. 75 mm na 25 mm. Cięcie wykonano przy użyciu piły diamentowej, zaś płytkę ceramiczną wcześniej przytwierdzono do podkładu szklanego przy użyciu wosku. Następnym etapem było naniesienie metodą sitodruku specjalnej maski, umożliwiającej precyzyjne wytrawienie struktury sektorów na jednej stronie płytek (druga strona służy jako wspólna elektroda i była chroniona przed trawieniem). Trawienie wykonano przy użyciu 20% roztworu chlorku żelaza, rozpuszczonego w wodzie o temperaturze 50°C. Wytrawione płytki miały 29 przewodzacych sektorów o szerokościach 2.25 mm oddzielonych izolującą przerwą o szerokości 0.25 mm. Wytrawione i odpowiednio spolaryzowane płytki (rysunek 4.2) zostały ze sobą sklejone przy pomocy kleju epoksydowego (UHU Plus 300kg) w temperaturze $100^{\circ}C$. Przed sklejeniem płytki zostały przesunięte względem siebie o $2.5 \, mm$ (jeden sektor) w celu umożliwienia dostępu do wewnętrznych elektrod. Do tak wytworzonej struktury

 $^{^1{\}rm Ze}$ względu na przyklejoną u góry dodatkową płytkę szklaną, oraz na niejedno-rodności w grubości warstwy kleju, lustro zachowuje się zgodnie z wyrażeniem 4.5 jedynie dla niskich rzędów wielomianów.

przyklejono (używając tej samej techniki) płytkę ze szkła BK7 o wymiarach $75 \times 23 \times 0.3 \ mm^3$. Płytka szklana była węższa od ceramiki o $2 \ mm$, aby umożliwić dostęp do górnych elektrod. Schemat tak przygotowanego lustra przedstawiony został na rysunku 4.3. Kolejnym etapem



Rysunek 4.3: Budowa bimorficznego deformowalnego lustra.

było wypolerowanie wierzchniej warstwy szkła, w celu uzyskania możliwie płaskiej powierzchni. Jednakże ze względu na proporcje lustra, to znaczy duży stosunek jego długości do grubości, lustro odbiegało od płaskiej powierzchni o około 5 λ . Krzywiznę tę łatwo można było skorygować przez przyłożenie odpowiedniego napięcia korygującego. Na tak wypolerowane lustro napylono warstwę srebra. Ostatnim etapem było przyklejenie przewodzących drucików o średnicy 50 μm przy pomocy przewodzącego kleju epoksydowego. Całość zamontowano na kiwaczu kinetycznym, umożliwiającym precyzyjne pozycjonowanie lustra. Napięcia podawane na poszczególne sektory, były wytwarzane przez wielokanałowy przetwornik DAC (12 bit) w komputerze PC i wzmacniane przez wielokanałowy wzmacniacz napięcia. W efekcie na wyjściu uzyskiwano napięcia ±160 V.

4.4 Możliwości lustra

Lustro zostało przetestowane w układzie 2f przedstawionym na rysunku 4.4.

Do zmierzenia fazy spektralnej wprowadzanej przez gięte lustro wykorzystano metodę interferencji spektralnej. Metoda ta pozwala na zmierzenie różnicy fazy spektralnej między dwoma replikami impulsu, interferującymi w interferometrze Michelsona z płaskim lustrem w jednym ramieniu oraz układem 2f wraz z deformowalnym lustrem w drugim ramieniu. Widmo rejestrowane przez spektrometr dane jest wyrażeniem:

$$I(\omega) = I_0(\omega)(1 + \cos(\omega_o \tau + \phi(\omega))) \tag{4.6}$$



Rysunek 4.4: Schemat układu do testowania deformowalnego lustra. OSC – szfirowy oscylator femtosekundowy, BS – płytka światłodzieląca, M1 – płaskie lustro, GR – siatka dyfrakcyjna 600 rys/mm, M2 – wklęsłe lustro f = 1m, DM – deformowalne lustro, AMP – wzmacniacz napięcia, PC – komputer PC, SP – spektrometr.

gdzie $I_0(\omega)$ jest widmem impulsu wejściowego, ω_0 jest częstością centralną, τ jest opóźnieniem między impulsem referencyjnym a kształtowanym, $\phi(\omega)$ jest fazą wprowadzaną przez układ kształtujący. Algorytm odzyskiwania fazy z interferencji spektralnej używany jest w technice pomiaru impulsów SPIDER. Polega on na zrobieniu transformaty Fouriera zmierzonego widma interferencji, a faza uzyskana w ten sposób jest poszukiwaną różnicą faz między dwoma replikami impulsów.

Na rysunku 4.5 przedstawione zostały przykładowe fazy możliwe do wygenerowania przy pomocy deformowalnego lustra. Wykresy (a) i (b) przedstawiają wielomianową odpowiedź lustra. Pierwszy z nich przedstawia kwadratową fazę, uzyskaną przez przyłożenie jednakowego napięcia do wszystkich elektrod. Drugi wykres przedstawia fazę trzeciego stopnia, uzyskaną przez przyłożenie napięcia liniowo zależnego od numeru sektora. Na wykresach kropkami oznaczono dopasowane wielomiany odpowiednio drugiego i trzeciego stopnia. Dopasowanie jest bardzo dobre, co dowodzi, że istotnie dla niskich wielomianów lustro zachowuje się zgodnie z równaniem 4.5. Z wykresu pierwszego można odczytać głębokość modulacji rzędu 250 *rad*, przy wykorzystaniu jedynie 70% apertury lustra (apertura ograniczona była przez średnicę wklęsłego lustra). Używając pełnej apertury można się spodziewać gładkiej modulacji fazy rzędu 500 *rad*, co jest nieosiągalne dla innego



typu rozwiązań.

Rysunek 4.5: Przykładowe fazy spektralne generowane przez układ kształtujący 2f z deformowalnym lustrem: (a) kwadratowa faza; (b) faza trzeciego rzędu; (c) schodkowa faza otrzymana przez przyłożenie maksymalnego napięcia na środkowy sektor i przeciwnego napięcia na kolejny sektor; (d) sinusoidalna faza odpowiadająca napięciom o przeciwnych znakach na kolejnych sektorach. We wszystkich przypadkach wcześniej dodano napięcie korygujące pierwotną krzywiznę lustra.

Rozdzielczość urządzenia ograniczona jest przez liczbę elektrod, w tym przypadku było ich 28, jednakże w opisanej tu konstrukcji liczbę tę można powiększyć przynajmniej o czynnik 2. Przykład sinusoidalnej fazy pokazującej ograniczenia rozdzielczości przedstawiony został na czwartym wykresie. Fazie tej odpowiadały naprzemienne napięcia na kolejnych elektrodach, a odstępstwa od kształtu sinusoidy są prawdopodobnie wynikiem niejednorodności grubości warstwy kleju.

4.5 Kompresja wydłużonego impulsu

Aby zademonstrować przydatność deformowalnego lustra do kształtowania impulsów, wybrano proces kompresji impulsów wydłużonych w skutek propagacji w ośrodku dyspersyjnym.

W eksperymencie posłużono się impulsami pochodzącymi z szafirowego oscylatora femtosekundowego, trwającymi około 30 fs, skompresowanymi przy użyciu pryzmatycznej linii dyspersyjnej. Impulsy poddano znacznemu wydłużeniu propagując je przez blok ze szkła SF11 o długości 10 cm. Materiał ten wprowadzał dyspersję drugiego rzędu w wielkości 19000 fs^2 , dyspersję trzeciego rzędu – około 12000 fs^3 oraz dyspersję wyższych rzędów uniemożliwiające ich kompensację przy pomocy standardowej linii dyspersyjnej, wykorzystującej pryzmaty bądź siatki dyfrakcyjne. Faza wynikajaca z dyspersji trzeciego rzedu prowadzi do powstania fazy widmowej w wielkości około 4 radianów. Impulsy przechodzące przez pręt SF11 ulegają wydłużeniu około 65 razy. Tak wydłużone impulsy wpuszczano do układu kształtującego z deformowalnym lustrem w płaszczyźnie fourierowskiej (układ analogiczny do przedstawionego na rysunku 4.1). Proces kompensacji fazy polegał na wykorzystaniu algorytmu genetycznego, sterowanego sygnałem zwrotnym z fotodiody dwufotonowej umieszczonej na końcu układu. Sygnał dwufotonowy jako proces nieliniowy drugiego rzędu jest proporcjonalny do kwadraty natężenia padającego światła. Zatem im krótszy jest impuls, tym większy sygnał odpowiedzi z fotodiody. W takim układzie po około 60 iteracjach algorytmu możliwa była kompresja impulsów do czasu trwania bliskiemu ograniczenia fourierowskiego.

Na rysunku 4.6 przedstawione zostały fazy: wprowadzana przez szkło SF11, faza impulsu po kompresji oraz faza po kompresji powiększona 10 krotnie w celu uwidocznienia drobnych szczegółów. Na rysunku 4.7 przedstawiono porównanie interferencyjnych funkcji autokorelacji impulsu przed wydłużeniem oraz impulsów po wydłużeniu i
kompresji.



Rysunek 4.6: Fazy spektralne zarejestrowane przy pomocy interferencji spektralnej.

4.6 Wnioski

Nowatorska konstrukcja lustra nadaje się szczególnie w aplikacjach, które wymagają gładkiego kształtowania fazy impulsów. Lustro odznacza się prostą budową, niewielkim kosztem produkcji oraz możliwością skalowania. Zaletami tej konstrukcji jest bardzo duży zasięg modulacji fazy przy zachowaniu jej gładkiego przebiegu, zadowalająca dokładność (poniżej 0.5 radiana) oraz dosyć duża rozdzielczość. Z natury działania lustro dobrze reprodukuje wielomianowe kształty, zatem może być używane do kompensacji dyspersji wprowadzanej przez standardowe elementy w układach optycznych. Powłoka lustra może być napylona warstwami dielektrycznymi, co daje wysoki próg zniszczenia i umożliwia pracę w szerokim zakresie spektralnym.



Rysunek 4.7: Porównanie funkcji autokorelacji impulsu wejściowego oraz impulsu wydłużonego a następnie skompresowanego przy pomocy układu 2f z deformowalnym lustrem i algorytmu ewolucyjnego.

Rozdział 5

Modulatory ciekłokrystaliczne

5.1 Budowa i zasada działania modulatorów LC

W dalszej części pracy do kształtowania impulsów korzystano z przestrzennego modulatora ciekłokrystalicznego (SLM-LC Spatial Light Modulator; Liquid Crystal) SLM-S640d wyprodukowanego przez JENOP-TIC. Modulator ten pozwala na niezależną kontrolę zarówno fazy, jak i amplitudy spektralnej impulsów w 640 niezależnych kanałach.

Aby uzyskać niezależną modulacje fazy i amplitudy, wykorzystuje się dwie maski A i B, zawierające ciekłe kryształy z odpowiednio zorientowanymi osiami optycznymi. Schemat konstrukcji przedstawia rysunek 5.1. Ośrodkiem aktywnym w modulatorze LC są ciekłe kryształy, których własności optyczne kontrolowane są przez pole elektryczne. Schemat pojedynczej maski modulatora przedstawia rysunek 5.2. Pojedyncza maska składa się z 640 pikseli, każdy o szerokości 97 μm , oddzielonych od siebie przerwą o szerokości $3\mu m$, wysokość obszaru aktywnego wynosi 10 mm. Grubość warstwy ciekłych kryształów wynosi 10 μm , przy czym całkowita grubość elementów optycznych to około 6 mm. Napięcia podawane na poszczególne piksele można kontrolować z rozdzielczością 12 bitów w zakresie 0 $\div 8 V^{-1}$.

Dla opisu działania modulatora ciekłokrystalicznego kluczowe zna-

 $^{^1{\}rm W}$ dalszej części pracy jako jednostki napięcia używane będą liczby całkowite z zakresu 0–4095 odpowiadające zdyskretyzowanym napięciom 0 ÷ 8 V z rozdzielczością 12 bitów.



Rysunek 5.1: Schemat budowy modulatora ciekłokrystalicznego SLM-S640d – przekrój poprzeczny.



Rysunek 5.2: Schemat ideowy pojedynczej maski modulatora ciekłokrystalicznego z zaznaczonymi przezroczystymi elektrodami wykonanymi z ITO.

czenie posiada możliwość kontrolowanej zmiany współczynnika załamania poprzez zmianę orientacji osi optycznej w ciekłym krysztale (ciekły kryształ jest materiałem dwójłomnym). Współczynnik załamania dla fali nadzwyczajnej w materiałach dwójłomnych wyraża się wzorem:

$$\frac{1}{n(\Theta)^2} = \frac{\cos^2 \Theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \Theta}{n_e^2}$$
(5.1)

gdzie odpowiednio n_0 i n_e oznaczają zwyczajny i nadzwyczajny współczynnik załamania, a Θ – kąt pomiędzy kierunkiem propagacji światła a osią optyczną. W ogólności współczynniki n_0 i n_e zależą od częstości światła padającego.

W modulatorze LC, dzięki specjalnym powłokom na płytkach szklanych, molekuły ciekłych kryształów ustawiają się zgodnie z kierunkiem wyznaczonym przez tę powłokę – tak jest przy braku pola elektrycznego (na rysunku 5.3 przedstawiono sytuacje bez pola elektrycznego oraz po jego przyłożeniu).



Rysunek 5.3: Schemat reakcji ciekłych kryształów na przyłożone napięcie.

Jeżeli światło lasera jest spolaryzowane na wejściu pod kątem 45° w stosunku do osi optycznej ciekłych kryształów, wtedy nastąpi rozdzielenie światła na dwie wzajemnie prostopadłe polaryzacje: zwyczajną i nadzwyczajną (Rys. 5.4), przy czym istnieje możliwość kontrolowanej zmiany fazy między dwiema polaryzacjami, która umożliwia otrzymanie na wyjściu dowolnej polaryzacji. Różnica faz między dwoma polaryzacjami po przejściu przez ciekły kryształ wynosi:

$$\Delta \phi = 2\pi (n_e - n_0) d_{lc} / \lambda_0 \tag{5.2}$$

gdzie d_{lc} oznacza grubość warstwy kryształów,
a λ_0 – długość fali promieniowania padającego w próżni. Różnica między w
spółczynnikami

załamania n_0 (dla fali zwyczajnej) i n_e (dla fali nadzwyczajnej) nazywa się anizotropią Δn i jest miarą dwójłomności materiału.

Jeśli przyłożymy napięcie wzdłuż osi Z, to molekuły kryształów pochylają się na kierunek wyznaczony prze linie pola elektrycznego, tworząc kąt Θ między osią optyczną a promieniem padającym. Kąt ten zależy od wielkości przyłożonego napięcia, powodując zmniejszenie różnicy faz między dwoma promieniami wraz ze wzrostem napięcia:

$$\Delta\phi(U) = \frac{2\pi d_{lc}}{\lambda} (n_{\Theta}(U) - n_0)$$
(5.3)

gdzie:

$$\frac{1}{n_{\Theta}^2(U,\omega)} = \frac{\cos^2\Theta(U)}{n_0^2(\omega)} + \frac{\sin^2\Theta(U)}{n_e^2(\omega)}$$
(5.4)

Wzór 5.3 można przepisać, wprowadzając anizotropię zależną od częstości i przyłożonego napięcia:

$$\Delta\phi(U,\omega) = \frac{\omega}{c} \Delta n(U,\omega) d_{lc}$$
(5.5)



Rysunek 5.4: Zasada modulacji natężeniowej poprzez kontrolowaną zmianę stanu polaryzacji światła.

Za modulatorem ustawiony jest polaryzator, dokonujący rzutowania polaryzacji na oś Y. Natężenie przechodzącego światła zależy zatem od stanu polaryzacji po przejściu przez maskę, który można dowolnie zmieniać poprzez przyłożenie odpowiedniego napięcia. Pole elektryczne fali po przejściu przez polaryzator dane jest przez:

$$[\epsilon_{out}]_x = \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) e^{i\frac{\Delta\phi}{2}} \epsilon_0 e^{i(\omega t - kz)}$$
(5.6)

Jak widać z równania 5.6, światło transmitowane doznaje oprócz modulacji natężeniowej dodatkowej (zależnej od stopnia modulacji transmisji) modulacji fazowej. Zatem, aby uzyskać niezależną kontrolę modulacji amplitudy i fazy potrzebne są dwie maski ustawione tak, że ich osie optyczne tworzą kąt 90°, a każda z osi optycznych jest ustawiona pod kątem 45° w stosunku do polaryzacji wejściowej światła (Rys. 5.5).



Rysunek 5.5: Schemat ustawienia dwóch masek w modulatorze, umożliwiającego niezależną kontrolę fazy i amplitudy.

Druga maska daje analogiczny wkład jak maska pierwsza, jedynie zostaje zmieniony znak fazy przy wyrażeniu na amplitudę pola elektrycznego, co można zapisać jako:

$$[\epsilon_{out}]_x = \sin\left(\frac{-\Delta\phi}{2}\right)e^{i\frac{\Delta\phi}{2}}\epsilon_0 e^{i(\omega t - kz)}$$
(5.7)

Dzięki temu, że obie maski można niezależnie kontrolować, pole elektryczne fali po przejściu przez obie maski i polaryzator jest postaci:

$$[\epsilon_{out}]_x = \sin\left(\frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2}{2}\right) e^{i\frac{\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2}{2}} \epsilon_0 e^{i(\omega t - kz)}$$
(5.8)

Zatem użycie dwóch masek umożliwia niezależną kontrolę fazy i amplitudy, poprzez opóźnienia fazowe wprowadzane przez każdą z masek. Faza i amplitudowy współczynnik transmisji wynoszą odpowiednio:

$$\phi = \frac{\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2}{2} \tag{5.9}$$

oraz:

$$A = \sin(\frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2}{2}) \tag{5.10}$$

Przekształcając wzory 5.9 i 5.10 można napisać wyrażenia na fazy potrzebne do uzyskania żądanej modulacji:

$$\Delta\phi_1 = \phi + \arcsin(A) \qquad \Delta\phi_2 = \phi - \arcsin(A) \tag{5.11}$$

Szczególne przypadki to praca modulatora w reżimie czysto fazowej modulacji ($\Delta \phi_1 = \Delta \phi_2$), lub praca w reżimie modulacji czysto amplitudowej ($\Delta \phi_1 = -\Delta \phi_2$).

5.2 Kalibracja modulatora

Do prawidłowego programowania modulatora potrzebna jest znajomość zależności zmiany fazy od napięcia $\Delta\phi(U)$. Jednym ze sposobów na wyznaczenie tej zależności jest pomiar transmisji modulatora dla odpowiednio spolaryzowanego światła w funkcji napięcia przyłożonego do jednej z masek. Podczas pomiaru napięcie na drugiej masce powinno być nastawione na maksymalną wartość, powodując "położenie" osi optycznej na kierunek propagacji, a tym samym unikając wpływu drugiej maski na funkcję transmisji (można przyjąć, że faza wprowadzana wtedy przez drugą maskę wynosi $\Delta\phi_2(U_2^{max}) = 0$). Transmisja jest wtedy funkcją napięcia na pierwszej masce:

$$T(U_1, U_2^{max}) = T_0 \sin^2(\frac{\Delta\phi_1(U_1)}{2} \pm k\pi)$$
(5.12)

Równanie 5.12 można przekształcić na zależność fazy od napięcia:

$$\Delta\phi_1(U_1) = 2k\pi \pm 2\arcsin\sqrt{\frac{T(U_1, U_2^{max})}{T_0}}$$
(5.13)

Kalibrację wykonano wykorzystując laser półprzewodnikowy o długości fali $\lambda = 637.5 \ nm$, a sygnał transmisji był mierzony przy pomocy fotodiody krzemowej, a następnie rejestrowany przez komputer PC po przetworzeniu przez przetwornik analogowo–cyfrowy (wbudowany w modulator). Na rysunku 5.6 przedstawiono zmierzoną zależność transmisji od napięcia dla maski A (napięcie na drugiej masce ustawione było na wartość maksymalną). Analogiczny pomiar został przeprowadzony



Rysunek 5.6: Zmierzona zależność transmisji modulatora w funkcji napięcia na masce A. Napięcia na masce B miało maksymalną wartość.



Rysunek 5.7: Odtworzona zależność fazy od napięcia dla maski A i długości fali $\lambda=637.5\;nm.$

dla drugiej maski. Następnie wykorzystując tak zebrane dane, dopasowano do nich zależność 5.13 z warunkiem $\Delta \phi_1(U_1^{max}) = 0$, otrzymując zależność fazy od napięcia (dla długości fali 637.5*nm*). Aby móc korzy-

stać z modulatora dla innej długości fali, trzeba skorzystać ze związku dyspersyjnego dla anizotropii. W przypadku materiału użytego w tym modulatorze związek ten jest w postaci:

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\Delta n_{\infty} \cdot \lambda}{\sqrt{\lambda^2 - \lambda_0^2}}$$
(5.14)

przy czym: $\Delta n_{\infty} = 0.2002$ a $\lambda_0 = 327.44 \ nm$.

Ostatecznie, znając anizotropię $\Delta n(\lambda)$, krzywą kalibracyjną oraz korzystając z równania 5.5, można napisać wyrażenie na zależność fazy od napięcia i długości fali:

$$\phi(U,\lambda) = \Gamma(U)_{\lambda_{kal}} \cdot \frac{\lambda_{kal}}{\lambda} \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta n(\lambda_{kal})}$$
(5.15)

przy czym $\Gamma(U)_{\lambda_{kal}}$ jest zmierzoną zależnością fazy od napięcia dla wybranej długości fali.

5.3 Wady modulatora

Pomimo zastosowania wyrafinowanej konstrukcji oraz wysokiej klasy elektroniki w fabrycznym modulatorze, zaobserwowano trzy poważne wady w znacznym stopniu utrudniające pracę z modulatorem. Wykryto następujące problemy:

- Modulacja fazowa wywołuje niekontrolowaną modulację amplitudową,
- Występują przesłuchy między kanałami,
- Występują silne efekty dyfrakcyjne wiązki.

Znaczenie tych wad oraz prawdopodobne ich przyczyny są omówione poniżej.

5.3.1 Brak niezależnej kontroli fazy i amplitudy

Zgodnie z teorią opisującą działanie modulatora, istnieje możliwość niezależnej kontroli fazy i amplitudy, zgodnie z równaniem 5.8. Jednakże należy zwrócić uwagę na budowę samego modulatora i materiałów użytych do jego konstrukcji. Można zauważyć, że warstwa ciekłych kryształów z obu stron oddzielona jest od szkła przezroczystymi elektrodami wykonanymi z ITO. Materiał ten ma współczynnik załamania znacząco większy niż szkło, powodując tym samym powstanie w całym modulatorze skomplikowanej struktury etalonów. Zmieniając współczynnik załamania ciekłego kryształu, zmienia się jednocześnie własności etalonu, w tym jego transmisję. Dowodem na wpływ etalonów na modulację transmisji jest doświadczenie polegające na oświetleniu modulatora bez użycia polaryzatorów wiązką lasera półprzewodnikowego. Efekt ten po raz pierwszy został zaobserwowany przez Davisa i Sonehara w 1999 roku [20] w dwuwymiarowych matrycach LCSLM. Dalsze badania wykonane zostały przez grupę Marciantego [21]. Jednakże prace te są mało znane, przez co wiele osób nie jest świadoma tej szczególnej cechy.

Zgodnie z przedstawioną wcześniej teorią działania modulatora, gdy nie ma polaryzatora na wyjściu, dowolne zmiany napięcia na maskach powinny zmieniać jedynie stan polaryzacji światła, zachowując przy tym transmisję na stałym poziomie. Zatem, każda modulacja amplitudy w takim układzie będzie dowodem na wpływ etalonów na działanie modulatora. Na rysunku 5.8 przedstawione zostały zmierzone modulacje amplitudy przechodzącego światła dla odpowiednio zmiennego napięcia na masce A i B przy poziomej polaryzacji wejściowej. W obu



Rysunek 5.8: Wpływ zmiany napięcia na transmisję odpowiedni dla maski A i B.

przypadkach obserwuje się modulację o głębokości około 5%, aczkolwiek możliwe jest znalezienie takich par napięć na masce A i B, aby głębokość ta wynosiła nawet 10%. Innym doświadczeniem dowodzącym wpływu etalonów na transmisję, jest doświadczenie prawie identyczne z poprzednim, z tą różnicą, że polaryzacja wejściowa jest skierowana pod kątem 45° lub -45° w stosunku do pionu. Taka konfiguracja pozwala na badanie wpływu zmiany napięcia, oddzielnie na promień zwyczajny i nadzwyczajny w obu maskach. Gdy światło rozchodzi się jako promień zwyczajny, wtedy zmiana napięcia nie powinna wpływać na transmisję, a gdy rozchodzi się jako promień nadzwyczajny, wtedy współczynnik załamania zmienia się wraz z napięciem, co powoduje zmianę własności etalonów, a w konsekwencji zmianę współczynnika transmisji. Rysunek 5.9 przedstawia zmierzone wartości dla opisanej sytuacji.



Rysunek 5.9: Wpływ zmiany napięcia na transmisję dla maski A i B. (a) – światło spolaryzowane pod kątem 45° , (b) – światło spolaryzowane pod kątem -45° .

5.3.2 Przesłuchy między kanałami

Drugim znaczącym defektem modulatora okazały się przesłuchy między kanałami. Wada ta uniemożliwia uzyskanie w pełni niezależnej kontroli nad poszczególnymi kanałami. Doświadczenie ukazujące tę wadę polega na ustawieniu modulatora w jego docelowej konfiguracji, tj. z dwoma skrzyżowanymi polaryzatorami, jednym przed a drugim za modulatorem. Do oświetlenia wybrano laser półprzewodnikowy o długości fali 637.5 nm spolaryzowany pionowo. Obszar modulatora został podzielony na dwie niezależne części, pierwszą z nich był obszar 0 – 40 pikseli, a drugą – obszar 41–640 pikseli. Wiązka światła laserowego była całkowicie umieszczona w pierwszym obszarze modulatora (Rys. 5.10). Napięcia na pierwszym obszarze zostały dobrane w ten sposób, aby transmisja była na minimalnym poziomie oraz, aby możliwie naj-



Rysunek 5.10: Schemat podziału modulatora używanego do pokazania przesłuchów między kanałami.

bardziej uwidocznić omawiane zjawisko². Napięcia na pierwszej części wynosiły odpowiednio A = 70, B = 67, a na drugiej części napięcie na masce A było zmieniane w zakresie 0-4095, podczas gdy na masce B napięcie wynosiło B = 43. Na rysunku 5.11 (a) przedstawione zostały wyniki tego doświadczenia. Łatwo zauważyć, że wraz ze zmianą napięcia na drugim obszarze, zmienia się także transmisja w pierwszym obszarze osiągając nawet poziom 70%. Wielkość przesłuchów zależy



Rysunek 5.11: Wykres (a) –wpływ napięcia na drugim obszarze na transmisję na pierwszym obszarze modulatora, (b) –zależność wielkości przesłuchów od struktury podziału modulatora.

od sposobu podziału modulatora, tak jakby każdy kanał dawał mały wkład do całkowitego efektu. Na rysunku 5.11 (b) przedstawiono wyniki takiego samego eksperymentu jak opisano powyżej, z tym że w tym

²Przesłuchy są na poziomie paru procent napięcia, więc efekt w zmianie transmisji będzie wtedy najbardziej widoczny, gdy modulator będzie pracował w obszarze gdzie pochodna zmiany fazy po napięciu będzie maksymalna.

wypadku zmienną było miejsce podziału modulatora, które zmieniało wartość od 40 do 640. Pożądaną transmisję na poziomie 0, uzyskuje się dopiero wtedy, gdy obszar pierwszy obejmuje cały modulator. Kiedy obszar ten ulega zmniejszeniu, wtedy transmisja zwiększa się ponownie uzyskując nawet 70% maksymalnej wartości.

5.3.3 Efekty dyfrakcyjne

Ostatnia niepożądana własność modulatora związana jest z efektami dyfrakcyjnymi. Po raz pierwszy zostały one zauważone i numerycznie zasymulowane przez grupę Davisa i Sonehara [20]. Efekt ten związany jest z niejednorodnościami współczynnika załamania w warstwie ciekłych kryształów pomiędzy pikselami. Niejednorodności tworzą kliny optyczne, tym samym kierują część wiązki w innym kierunku niż na wprost, usuwając ją z wiązki. Efekt ten uwidacznia się, gdy modulator ustawiony jest w układzie 4f, a na modulator podawana jest faza o szybkim przebiegu. Na rysunku 5.12 przedstawione jest widmo impulsów po przejściu przez układ 4f, poddane skomplikowanej modulacji fazowej. Można zauważyć znaczącą zmianę kształtu widma, uniemożliwiającą tym samym kontrolowanie kształtu widma wyjściowego.



Rysunek 5.12: Porównanie widma wejściowego i po przejściu przez układ 4f. Widmo poddane było skomplikowanej modulacji fazowej.

Rozdział 6

Kształtowanie widma drugiej harmonicznej

6.1 Wprowadzenie

W rozdziale tym przedstawione są wyniki kształtowania drugiej harmonicznej impulsów femtosekundowych lasera szafirowego, pokazujące istnienie analogii pomiędzy kwantową kontrolą przejścia dwufotonowego w atomie a generacją drugiej harmonicznej w krysztale.

Możliwość kontrolowanego przeprowadzenia systemu kwantowego ze stanu początkowego do wybranego stanu końcowego nazywa się koherentną kontrolą kwantową. Idea kwantowej kontroli narodziła się na przełomie lat 90 [22–24]. Doświadczalne realizacje procesu kontroli kwantowej zostało zrealizowane dla molekuł, atomów (np. przejścia Ramana) oraz półprzewodników, w większości przypadków korzystając z kształtowanych impulsów femtosekundowych [26–31]. Kształtowanie może dotyczyć fazy spektralnej jak i fazy i amplitudy tak, aby odpowiednie drogi interferowały ze sobą konstruktywnie badź destruktywnie. W omawianych doświadczeniach nie można było jednak z góry przewidzieć kształtu impulsu, który by maksymalizował dany proces. Do znajdowania kształtu stosowano najczęściej algorytm genetyczny, sterowany sygnałem optymalizowanego procesu. I choć algorytm taki potrafi znaleźć rozwiązanie tak skomplikowanego problemu, to jednak rozwiązanie znalezione w ten sposób są trudne do interpretacji i niewiele mówią o fizyce procesu.

Aby zrozumieć kwantowy obraz koherentnej kontroli drugiej harmonicznej, dobrze jest posłużyć się artykułem opublikowanym w 1998 w Nature przez Meshulacha i Silbergera [32], dotyczącym kwantowej kontroli przejścia dwufotonowego w parach atomowych cezu. Okazuje się że oba procesy są opisane bardzo podobnymi równaniami. Przedstawione poniżej rozumowanie przeprowadzone zostało przez Meshulacha i Silbergera [33], którzy jako pierwsi poprawnie wyprowadzili zależność prawdopodobieństwa przejścia dwufotonowego od fazy spektralnej światła pobudzającego.

Rozważmy atom dwupoziomowy oddziaływujący rezonansowo ze światłem. W atomie wyróżniamy poziom podstawowy $|g\rangle$ oraz poziom wzbudzony $|f\rangle$, wraz z odpowiadającymi im energiami: E_g oraz E_f . Jeżeli założymy, że atom początkowo znajduje się w stanie podstawowym a impulsy przeprowadzają jedynie niewielką część populacji do stanu wzburzonego, to dla przejścia jednofotonowego amplituda przejścia (obliczona przez zależny od czasu rachunek zaburzeń) wynosi:

$$a_f(t) = \frac{\mu_{fg}}{i\hbar} \int_{-\infty}^t \epsilon(t_1) exp(i\omega_0 t_1) dt_1$$
(6.1)

gdzie μ_{fg} oznacza moment dipolowy przejścia między dwoma stanami, $\omega_0 = (E_f - E_g)/\hbar$ a $\epsilon(t_1)$ jest polem elektrycznym impulsu pobudzającego.

Dla czasów dłuższych niż czas trwania impulsu pobudzającego, powyższa całka jest proporcjonalna do składowej fourierowskiej widma impulsów odpowiadającej częstości rezonansowej. Zatem przejście jednofotonowe nie jest czułe na pozostałe składowe spektralne oraz na profil czasowy impulsów.

Inaczej jest, gdy rozważamy układ, w którym przejście między stanem początkowym $|g\rangle$ a końcowym $|f\rangle$ wymaga absorbcji dwóch fotonów. Zależny od czasu rachunek zaburzeń drugiego rzędu daje wyrażenie na amplitudę takiego procesu:

$$a_f(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_n \mu_{fn} \mu_{ng} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t_1} \epsilon(t_1) \epsilon(t_2) \\ \times exp(i\omega_{fn}t_1) exp(i\omega_{ng}t_2) dt_2 dt_1$$
(6.2)

gdzie $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$ a indeksem *n* oznaczono poziom wirtualny leżący pomiędzy poziomem podstawowym a wzbudzonym. Zakładając wzbudzenie krótkimi impulsami, można najpierw wykonać sumowanie po stanach pośrednich, zakładając że są daleko od rezonansu i dadzą koherentny wkład jedynie dla bardzo krótkich czasów, co można zapisać w postaci następującego przybliżenia [34]:

$$\sum \mu_{fn} \mu_{ng} exp[iE_n(t_2 - t_1)\hbar] \simeq \begin{cases} \langle f|\mu^2|g\rangle, & |t_1 - t_2| < \bar{\omega}^{-1} \\ 0, & |t_1 - t_2| \geqslant \bar{\omega}^{-1} \end{cases}$$
(6.3)

gdzie $\hbar \bar{\omega}$ jest odpowiednio ważoną energią średnią. Korzystając z równania 6.2 oraz z przybliżenia 6.3, można otrzymać wyrażenie na prawdopodobieństwo przejścia dwufotonowego:

$$P_{g \to f}^{(2-PH)} = \frac{1}{\hbar^4} \left| \frac{\langle f | \mu^2 | g \rangle}{\bar{\omega}} \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon^2(t) exp(i\omega_0 t) dt \right|^2 \tag{6.4}$$

Zatem prawdopodobieństwo przejścia dwufotonowego jest proporcjonalne do składowej fourierowskiej funkcji $\epsilon^2(t)$, i w oczywisty sposób zależy od amplitudy pola jak i fazy spektralnej $\epsilon(t)$.

Powyższe rozumowanie można uogólnić na przejście N-fotonowe, otrzymując prawdopodobieństwo przejścia:

$$P_{g \to f}^{(N-PH)} \sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon^{N}(t) exp(i\omega_{0}t) dt \right|^{2}$$
(6.5)

Całkę z równania 6.4 można przepisać do postaci:

$$S_{2} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon^{2}(t) exp(i\omega_{0}t) dt \right|^{2}$$

$$= \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\epsilon}(\omega_{0}/2 + \Omega) \tilde{\epsilon}(\omega_{0}/2 - \Omega) d\Omega \right|^{2}$$

$$= \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_{0}/2 + \Omega) A(\omega_{0}/2 - \Omega) \right|$$

$$\times exp[i\{\Phi(\omega_{0} + \Omega) + \Phi(\omega_{0} - \Omega)\}] d\Omega \right|^{2}$$
(6.6)

gdzie $\tilde{\epsilon}(\omega) = A(\omega)exp[i\Phi(\omega)]$ jest transformatą Fouriera pola elektrycznego $\epsilon(t)$, a $A(\omega)$ i $\Phi(\omega)$ są odpowiednio amplitudą i fazą spektralną.

Zgodnie z równaniem 6.6 przejście dwufotonowe indukują wszystkie pary częstości, dla których spełniona jest zasada zachowania energii:

$$\omega_i + \omega_j = \omega_0 \tag{6.7}$$

przy czym wkład pochodzący od częstości ω_i i ω_j , jest proporcjonalny do iloczynu amplitud spektralnych dla tych częstości.

Łatwo można zauważyć, że przy zadanym widmie impulsu, całka S_2 jest maksymalizowana przez impuls ograniczony fourierowsko, tzn.

 $\Phi(\omega) = 0$. Jest to przypadek bardzo dobrze znany i intuicyjny, bowiem im krótszy impuls, tym większe natężenie chwilowe i większe prawdopodobieństwo procesu nieliniowego. Meshulach i Silberger pokazali jednak, że impuls fourierowsko ograniczony nie jest jedynym rozwiązaniem maksymalizującym całkę S_2 , przy przy zadanym widmie impulsu. Prostym przykładem fazy, która nie wpływa na amplitudę przejścia dwufotonowego o częstości ω_0 jest faza antysymetryczna: $\Phi(\omega_0/2 + \Omega) = -\Phi(\omega_0/2 - \Omega)$. Dla takiej postaci $\Phi(\omega)$, składniki fazy w wyrażeniu 6.6 wzajemnie się kasują, tym samym maksymalizując amplitudę przejścia dwufotonowego, mimo, że jak łatwo pokazać, taka postać fazy spektralnej prowadzi do znacznego wydłużenia impulsu w czasie, a tym samym spadku natężenia.

Antysymetryczna faza nie wpływa zatem na wydajność przejścia dwufotonowego. Jednak można znaleźć taką fazę, która będzie zmniejszała wydajność takiego przejścia, w szczególności możliwe jest wyzerowanie całki w wyrażeniu 6.6. Można to wytłumaczyć tym, że spektrum $\epsilon^2(t)$ można tak ukształtować, że amplituda odpowiadająca częstości przejścia będzie wynosiła 0 [35]. Impulsy z taką fazą nazywane są ciemnymi. Są one analogami do ciemnych stanów w atomie, które są taką koherentną superpozycją stanów, że nie absorbują promieniowania rezonansowego.

Druga harmoniczna jest najdłużej znanym i najlepiej zrozumianym procesem nieliniowym w optyce i polega na przetworzeniu światła o częstości ω na światło o częstości dwa razy większej 2ω [36], dzięki istnieniu w ośrodku nieliniowej polaryzacji. W ogólności widmo 2-giej harmonicznej powinno odzwierciedlać widmo wejściowe, należy przy tym pamiętać że każda składowa ω_i z widma przetworzonego, może powstać na wiele różnych sposobów, przy zachowaniu warunku $\omega_i = \omega_1 + \omega_2$, gdzie ω_1 i ω_2 to częstości z widma wejściowego. Proces ten przypomina przeprowadzanie układu kwantowego z jednego stanu do innego, przy zachowaniu niejednoznaczności wyboru dróg, umożliwiając tym samym interferencję pomiędzy nimi.

Aby proces przetwarzania częstości mógł zachodzić efektywnie, prędkości ośrodku nieliniowym muszą być sobie bliskie. Tylko pod takim warunkiem można przenieść znaczą część energii z wiązki podstawowej na do wiązki podwojonej. Aby zapewnić równość prędkości fazowych dla różnych częstości, stosuje się tzw. dopasowanie fazowe, korzystające z dwójłomności materiałów. Dopasowanie można osiągnąć poprzez wybór stosownego kierunku propagacji wiązek w krysztale dwójłomnym lub poprzez zmianę temperatury kryształu. Sprawa komplikuje się, gdy wiązką pompującą są impulsy femtosekundowe, które ze swej natury mają szerokie widmo, gdyż należy pamiętać o tym że oba impulsy tzn. fundamentalny i podwojony ulegają dyspersji w materiale.

Gdy przetwarzanie zachodzi w grubym krysztale, to jedynie mały wycinek widma drugiej harmonicznej będzie fazowo dopasowany do widma wejściowego – widmo 2-giej harmonicznej jest wąskie, tym bardziej im grubszy kryształ. Efekt ten nosi nazwę GVM -Group Velocity Mismatch.

Gdy przetwarzanie zachodzi w cienkim krysztale oba impulsy oddziaływują ze sobą na względnie niewielkiej odległości, co chroni je przed znacznym rozdzieleniem przestrzennym, a tym samym umożliwia przetworzenie szerokiego widma kosztem efektywności. Przedstawiono to schematycznie na rysunku 6.1.



Rysunek 6.1: Druga harmoniczna z femtosekundowych impulsów laserowych w cienkim i grubym krysztale. W pierwszym przypadku, przetwarzane jest szerokie widmo; impulsy wychodzące są krótkie. W grubym krysztale widmo 2-giej harmonicznej jest wąskie; impulsy są długie.

Inspiracja do dalszej części pracy przyszła przypadkowo podczas ustawiania układu 4f. Jednym z końcowych etapów jest optymalizacja położenia drugiej siatki dyfrakcyjnej, robiona po to, aby zminimalizować głównie fazę kwadratową. Jako sygnał sprzężenia zwrotnego, mówiącego o poprawności ustawienia, wybrany został kryształ BBO o grubości 2 mm, pierwszego typu. Przez układ kształtujący zostało przepuszczone światło z oscylatora femtosekundowego, a następnie dosyć mocno zogniskowane na krysztale BBO. Rzeczą nieoczekiwaną było zaobserwowanie nietrywialnej struktury przestrzennej przetwarzanego widma. W pewnych kierunkach przetwarzanie było efektywne, w innych zaś praktycznie zerowe, przy czym struktura ta ulegała zmianie wraz z przesuwaniem siatki dyfrakcyjnej. Po wielu godzinach wytężonej pracy umysłowej, udało się odnaleźć analogię pomiędzy procesem przetwarzania drugiej harmonicznej, a procesem omówionego wcześniej przejścia dwufotonowego. Efekt ten stał się inspiracją do przeprowadzenia doświadczenia pokazującego równoważność kwantowej kontroli przejścia dwufotonowego w atomie i procesu generacji drugiej harmonicznej. Niestety, analogia ta została już wcześniej zaobserwowana przez grupę Weinera [37] w doświadczeniu z fazowym kodowaniem impulsów o czym autor pracy dowiedział się już po wykonaniu doświadczenia.

Przedstawione tu wyniki zostały podzielone na trzy części, w których używano grubego i cienkiego kryształu BBO oraz sytuację pośrednią.

6.2 Gruby kryształ

Ewolucja amplitudy drugiej harmonicznej przy założeniu wolnozmiennej obwiedni i małego natężenia dla kryształu pierwszego typu, opisana jest równaniem [38]:

$$\frac{d}{dz}\tilde{\epsilon}_2(z,\omega_0) = -i\frac{\mu_0\omega^2}{2k_z(\omega_0)}\widehat{P_{NL}}(z,\omega_0)exp(jk_2(\omega_0)z)$$
(6.8)

gdzie $\widehat{P_{NL}}$ jest składową fourierowską nieliniowej polaryzowalności ($P_{NL} = \epsilon_0 d(z) \epsilon_1^2(z,t), d(z)$ jest zależnym od położenia współczynnikiem nieliniowości), ω_0 jest odstrojeniem od częstości centralnej, $k_2(\omega_0)$ jest wektorem falowym drugiej harmonicznej zaś $\tilde{\epsilon}_2(z,\omega)$ jest jego polem. Całkując powyższe równanie po z otrzymujemy:

$$\widetilde{\epsilon}_{2}(\omega_{0}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz' \Gamma(z') exp(jk_{2}(\omega_{0})z') \times \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{\epsilon}_{1}(\Omega) \widetilde{\epsilon}_{1}(\omega_{0} - \Omega) \\ \times exp(-j[k_{1}(\Omega) + k_{1}(\omega_{0} - \Omega)]z) d\Omega$$
(6.9)

gdzie $\Gamma(z) = -j2\pi d(z)/\lambda_1 n_2$ jest nieliniowym współczynnikiem oddziaływania, λ_1 jest długością fali promienia wejściowego a n_2 jest współczynnikiem załamania dla tej długości fali. Załóżmy jednorodny ośrodek nieliniowy o długości L, zaniedbajmy dyspersję impulsu wejściowego oraz załóżmy, że częstość podstawowa i częstość podwojona (w centrum widma) są dopasowane fazowo, wtedy równanie 6.9 można uprościć [39]:

$$\widetilde{\epsilon}_{2}(\omega_{0}) = 2 \int_{0}^{\infty} \widetilde{\epsilon}_{1}(\omega_{0}/2 + \Omega) \widetilde{\epsilon}_{1}(\omega_{0}/2 - \Omega) d\Omega D(\omega_{0})$$

$$= 2 \int_{0}^{\infty} \widetilde{\epsilon}_{1}(\omega_{0}/2 + \Omega) \widetilde{\epsilon}_{1}(\omega_{0}/2 - \Omega) d\Omega$$

$$\times \Gamma L sinc(\omega_{0} \alpha L/2)$$
(6.10)

 $\alpha = 1/v_{g,1} - 1/v_{g,2}$ jest współczynnikiem niedopasowania prędkości impulsu fundamentalnego i SH (Second Harmonic), przy czym $v_g^{-1} = \partial k/\partial \omega$. Człon $D(\omega_0)$ zwany funkcją transferu, odpowiada za efekt dopasowania fazowego. Z równania 6.10 można wyliczyć szerokość przetwarzanego widma, wynikającą z niedopasowania prędkości grupowych.

Dla grubego kryształu GVM – niedopasowanie prędkości grupowych jest duże ($L \gg \tau/|\alpha|$, przy czym τ jest długością impulsu wejściowego), a co za tym idzie, przetwarzane jest wąskie widmo. Szerokość widma wynosi w tym przypadku ~ $0.88/(L/\alpha)$ [38]. Dla grubego kryształu, funkcję transferu można przybliżyć przez funkcję δ^1 . Wtedy natężenie drugiej harmonicznej wyraża się przez [37]:

$$P_{SHG}^{gruby} = 8\pi\Gamma^{2}L \left| \int_{0}^{\infty} \tilde{\epsilon}_{1}(\omega)\tilde{\epsilon}_{1}(-\omega)d\omega \right|^{2} / |\alpha|$$

$$= 8\pi\Gamma^{2}L \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_{0}/2 + \Omega)A(\omega_{0}/2 - \Omega) \right| \times exp[i\{\Phi(\omega_{0} + \Omega) + \Phi(\omega_{0} - \Omega)\}]d\Omega \right|^{2}$$
(6.11)

przy czym $\tilde{\epsilon}_1(\omega) = A(\omega)exp[i\Phi(\omega)].$

Równanie 6.11 jest z dokładnością do czynnika stałego identyczne z równaniem 6.6, opisującym przejście dwufotonowe w atomie dwupoziomowym. Zatem natężenie drugiej harmonicznej jest proporcjonalne do składowej fourierowskiej kwadratu pola elektrycznego, odpowiadającej energii przetwarzanej częstości. Powinno więc być także zależne od fazy impulsów a to oznacza, że można mówić o koherentnej kontroli generacji SH.

 $^{^1\}mathrm{Dobrze}$ określona częstość przetwarzania koresponduje z dobrze określonymi poziomami w atomie dwupoziomowym.

Doświadczenie, pokazujące możliwość koherentnej kontroli generacji drugiej harmonicznej było analogią doświadczenia z atomem dwupoziomowy [33]. Układ doświadczalny, pozwalający na kształtowanie fazy impulsów oraz generację i pomiar widma SH, został przedstawiony na rysunku 6.2.



Rysunek 6.2: Schemat układu do koherentnej kontroli generacji drugiej harmonicznej. OSC – oscylator femtosekundowy, M1, M2 – płaskie zwierciadła, Gr1, Gr2 – siatki dyfrakcyjne 1200 rys/mm, L1, L2 – cylindryczne soczewki płasko wypukłe $f = 30 \ cm$, LC-SLM – ciekłokrystaliczny modulator, BBO – kryształ BBO I typu (grubość zależnie od doświadczenia od 20 μm do 2 mm), CF – filtr niebieski, L3 – soczewka zbierająca, SP – spektrometr, PC – komputer.

W doświadczeniu tym posłużono się kryształem BBO o grubości 2 mm, dla którego szerokość pasma przetwarzania wynosiła około 0.3nm.

Na widmo impulsów (Rys. 6.3) nałożona została faza schodkowa o wysokości π . Na rysunku 6.4 przedstawiona została zależność sygnału drugiej harmonicznej w funkcji położenia schodka (natężenie było mierzone jako całka z widma drugiej harmonicznej) oraz dopasowana krzywa teoretyczna wyliczona na podstawie równania 6.11. Dosyć intuicyjne jest to, że gdy schodek jest bardzo daleko do centrum widma, to jego obecność nie wpływa na wydajność generacji SH, zaś wraz ze zbliżaniem się do centrum następuje spadek sygnału, a w położeniu odpowiadającemu $\delta/\Delta\omega = \pm 0.31$ (odnosi się do odległości od centrum widma, wyrażonej przez szerokość widma $\Delta\omega$) następuje prawie całkowite wygaszenie SH – co odpowiada wspomnianym wcześniej ciemnym impulsom. Jednakże wraz z dalszym przesuwem schodka w stronę centrum widma, natężenie SH wzrasta, osiągając maksimum dla położenia symetrycznego względem ω_0 , wysokość tego maksimum jest równa wysokości dla impulsu fourierowsko ograniczonego! Efekt jest wręcz zaskakujący, pomimo wydłużenia impulsu w czasie poprzez zaburzenie jego fazy spektralnej, można uzyskać wydajną generację SH, mimo znacznego przecież spadku szczytowego natężenia.

Na rysunku 6.5 przedstawione zostały profile czasowe trzech impulsów: impulsu jasnego (impulsu maksymalizującego SH o natężeniu szczytowym znacząco mniejszym niż dla impulsu fourierowsko ograniczonego), ciemnego impulsu oraz impulsu fourierowsko ograniczonego. Profile czasowe dla impulsu ciemnego i jasnego są bardzo podobne, aczkolwiek sygnały drugiej harmonicznej przez nie generowane różnią diametralnie.



Rysunek 6.3: Widmo impulsów femtosekundowych używanych do kształtowanie drugiej harmonicznej, $\omega_0 = 2.32 PHz$, $\Delta \omega = 0.114 PHz$ ($\lambda_0 = 812 nm$, $\Delta \lambda = 40 nm$).

Warto zauważyć, że w takim procesie dowolna faza antysymetryczna (np. faza trzeciego rzędu centrowana na ω_0) nie powinna wpływać na natężenie generowanej drugiej harmonicznej.



Rysunek 6.4: Zależność sygnału drugiej harmonicznej w grubym krysztale od położenia schodka π . $\delta/\Delta\omega$ oznacza położenie schodka fazy w stosunku do częstości centralnej wyrażonej w jednostkach szerokości połówkowej widma.



Rysunek 6.5: Porównanie profili czasowych impulsu jasnego, ciemnego, oraz fourierowsko ograniczonego.

6.3 Cienki kryształ

Gdy widmo przetwarzane jest w cienkim krysztale ($L \ll \tau/|\alpha|$, oznacza to, że wielkość $D(\omega_0)$ jest znacznie szersza niż widmo wejściowe), możliwe jest przetworzenie całego widma na szerokopasmową drugą harmoniczną, zgodnie z równaniem 6.10 (co w atomie dwupoziomowym odpowiada sytuacji, gdy poziomy energetyczne są bardzo szerokie). Jeżeli założymy, że funkcja transferu jest stała, to korzystając z równania 6.10, można napisać wyrażenie na całkowite natężenie drugiej harmonicznej:

$$P_{SHG}^{cienki} \sim \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\epsilon}_1(\omega_0/2 + \Omega) \tilde{\epsilon}_1(\omega_0/2 - \Omega) d\Omega \right|^2 d\omega_0$$

$$\sim \int_{-\infty}^{\infty} I_1^2(t) dt \qquad (6.12)$$

Zatem w cienkim krysztale całkowite natężenie drugiej harmonicznej zależy jedynie od natężenia promieniowania padającego, jest zatem maksymalne dla impulsu fourierowsko ograniczonego. Przeprowadzono eksperyment analogiczny do tego z grubym kryształem, tym razem używając kryształu o grubości 20 μm , tak aby zachowany był warunek $L \ll \tau/|\alpha|$. Wynik eksperymentu dobrze oddaje przewidywania teoretyczne dla całkowitego natężenia drugiej harmonicznej (Rys. 6.6). Aby poprawnie zasymulować ten proces, trzeba było dopasować szerokość widma impulsu wejściowego do szerokości widma przetworzonego w eksperymencie, ze względu na niepełne przetwarzanie widma podstawowego.²

6.4 Sytuacja pośrednia

Obok skrajnych przypadków, takich jak cienki i gruby kryształ, można prześledzić zachowanie układu w sytuacjach pośrednich. Korzystając z kryterium na GVM (dla cienkiego kryształu kryterium jest w postaci:

 $^{^{2}}$ W eksperymencie nie udało się przetworzyć całego widma impulsów laserowych na drugą harmoniczną. Najprawdopodobniej wynika to z podania na modulator fazy optymalizacyjnej znalezionej przez algorytm genetyczny, która nie jest poprawna w regionach, gdzie natężenie widma było niewielkie, ze względu na mały wkład do sygnału zwrotnego, wpływając na szerokość przetwarzanego widma. Innym prawdopodobnym powodem jest obecność niewielkiego chirpu przestrzennego wiązki a wynikającego z aberracji układu 4f.



Rysunek 6.6: Zależność natężenia drugiej harmonicznej w funkcji położenia schodka π dla cienkiego kryształu. $\delta/\Delta\omega$ takie samo jak na Rys. 6.4.

 $L \ll \tau/|\alpha|$) łatwo zauważyć, że stany pośrednie można zrealizować poprzez dobór kryształu o odpowiedniej grubości (Rys. 6.7), bądź przez kontrolowanie czasu trwania impulsu (Rys. 6.8). Przeprowadzono eksperymenty stosując obie techniki, przy czym w metodzie polegającej na zmianie czasu impulsu posłużono się maską amplitudową na modulatorze ciekłokrystalicznym, tzn. poprzez zawężanie widma, wydłużano impulsy. Dzięki możliwości *quasi* płynnego sterowania czasem trwania impulsów, można zaobserwować gładkie przechodzenie układu pomiędzy dwom skrajnymi reżimami. W obrazie atomu dwupoziomowego oznacza to płynne rozmywanie poziomów (dekoherencja).

Obok wymienionych wyżej metod, pozwalających płynnie przechodzić między dwoma przypadkami, istnieje jeszcze jedna ciekawa metoda, polegająca na wykorzystaniu pełnej informacji dostarczanej przez spektometr, nie ograniczając się jedynie do całkowitego natężenia widma. Korzystając ze wzoru opisującego generację SH w cienkim krysztale 6.12, można dopisać człon związany z filtrem częstości $F(\omega)$, wyznaczający obszary z których widmo jest rejestrowane (jest to równoważne ze zmianą granic w całkowaniu po $d\omega_0$):

$$P_{SHG}^{cienki} \sim \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\epsilon}_1(\omega_0/2 + \Omega) \tilde{\epsilon}_1(\omega_0/2 - \Omega) d\Omega \right|^2 d\omega_0 \times F(\omega)$$
(6.13)

Gdy funkcja $F(\omega)$ zbliża się np. do funkcji δ dla pewnej częstości (czyli rejestrowany jest niewielki fragment widma), równanie 6.12 przyjmuje postać równoważą dla grubego kryształu. W ogólności, wynik ekspe-



Rysunek 6.7: Wyniki ilustrujące przejście pomiędzy dwoma skrajnymi przypadkami, przy użyciu kryształów BBO o różnych grubościach.



Rysunek 6.8: Wyniki ilustrujące przejście pomiędzy dwoma skrajnymi przypadkami poprzez zawężanie widma wejściowego czyli wydłużanie impulsów (BBO $0.02 \ mm$).

rymentu z cienkim kryształem będzie równoważny sumie wielu przyczynków od grubego kryształu centrowanego na różnych częstościach. Wniosek jest taki, że jeżeli odpowiednio zbierze się dane z pomiarów dla cienkiego kryształu, to można następnie odtworzyć przypadek zarówno dla grubego kryształu, jak i przypadki pośrednie (Rys. 6.9).



Rysunek 6.9: Odtworzenie przypadku grubego kryształu i płynne przejście do przypadku z cienkim kryształem poprzez pomiar jedynie fragmentu widma drugiej harmonicznej ($\lambda_{max} - \lambda_{min}$ oznacza zakres rejestrowanego widma). Kryształ BBO 20 μm .

6.5 Kształty w widmie SH

Gdy widmo przetwarzane jest w cienkim krysztale, istnieje możliwość przetworzenia całego widma na szerokopasmową drugą harmoniczną. Korzystając ze wzoru 6.10, można napisać wyrażenie na kształt takiego

widma:

$$I_{SHG}(\omega) \sim \left| \int_{0}^{\infty} \tilde{\epsilon}_{1}(\omega/2 + \Omega) \tilde{\epsilon}_{1}(\omega/2 - \Omega) d\Omega \right|^{2} \\ \sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega/2 + \Omega) A(\omega/2 - \Omega) \right| \\ \times exp[i\{\Phi(\omega + \Omega) + \Phi(\omega - \Omega)\}] d\Omega \right|^{2}$$
(6.14)

Ze wzoru 6.14 wynika, że na kształt widma drugiej harmonicznej obok amplitudy spektralnej wpływ ma także faza. Łatwo zauważyć, że człon znajdujący się pod całką, jest splotem funkcji $\tilde{\epsilon}_1(\omega/2+\Omega)$ ze sobą można zatem, korzystając z własności splotu przepisać to równanie do równoważnej postaci:

$$I_{SHG}(\omega) \sim \mathcal{F}(\epsilon^2(t)) \tag{6.15}$$

Ze wzoru 6.15 można wyliczyć pole elektryczne impulsu:

$$\epsilon(t) \sim \pm \sqrt{\mathcal{F}^{-1} I_{SHG}(\omega)},\tag{6.16}$$

znak \pm wynika z niejednoznaczności wynikającej z pierwiastkowania i należy ograniczyć się do jednej wybranej gałęzi, następnie obie strony można przekształcić przez transformatę Fouriera:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) \sim \mathcal{F}\sqrt{\mathcal{F}^{-1}(I_{SHG}(\omega))}$$
(6.17)

Przy tak opisanej procedurze, można analitycznie znaleźć pole elektryczne, realizujące zadany kształt widma drugiej harmonicznej (poprzez wyliczenie funkcji transferu). Jednakże sposób ten jest mało praktyczny, ze względu na znaczne ograniczenie energii impulsów, wynikające z wymaganej modulacji amplitudowej.

Aby kształtować widmo drugiej harmonicznej nie zmieniając jednocześnie energii impulsów, należy posłużyć się kształtowaniem fazowym. Metodą pozwalającą na znajdowanie fazy realizującej zadany kształt SH, jest algorytm genetyczny. Jednakże ze względu na bardzo nieliniowy związek pomiędzy fazą spektralną a kształtem SH, niektórych kształtów nie dawało się rozsądnie odtworzyć. Na rysunku 6.10 przedstawiono fazy znalezione przez algorytm genetyczny, realizujące zadane kształty.



Rysunek 6.10: Symulacja kształtowania drugiej harmonicznej przy zastosowaniu algorytmu genetycznego.

Jednakże, ze względu na kształt fazy znajdowanej przez algorytm genetyczny (bardzo szybko zmienna), nie udało się doświadczalnie odtworzyć docelowych kształtów. Prawdopodobnie część problemów wynika z wad modulatora – znacząca część widma wejściowego przy modulacji taką fazą zostaje rozproszona, zmieniając kształt widma wyjściowego, a tym samym uniemożliwiając realizację wyliczonego kształtu na podstawie widma wejściowego.

Pomysłem na obejście problemu rozpraszania składowych widma, było kształtowanie widma za pomocą fazy o gładkim przebiegu. Naturalnym wyborem w takiej sytuacji, stają się funkcje klasy sinus. Po raz pierwszy tego typu kształtowanie drugiej harmonicznej zostało zaproponowane przez Hacker'a *et al.* [40].

Zakładamy na wejściu impuls gaussowski, którego faza spektralna modulowana jest funkcją cos z częstością Δt :

$$\tilde{\epsilon}_1(\omega_1) \sim exp\left[-\left(\frac{\omega_1 - \omega_0}{\Delta\omega_1}\right)^2\right] \times exp[i\Phi\cos(\Delta t \cdot (\omega_1 - \omega_0) + \Psi)](6.18)$$

przy czym ω_1 jest częstością podstawową, ω_0 to centralna częstość, $\Delta \omega_1$ szerokością widma, Φ – amplitudą modulacji widma, a Ψ jest dowolną stałą fazą. Takiej modulacji fazowej odpowiada ciąg impulsów, oddalonych od siebie o Δt . Podstawiając 6.18 od równania 6.10 oraz zakładając, że kryształ nie ogranicza przetwarzania widma, można napisać analityczną postać na kształt widma 2-giej harmonicznej [40]:

$$\widetilde{\epsilon}_2(\omega_2) \sim exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_2 - 2\omega_0}{\Delta\omega_1}\right)^2\right] \times \sum_{n = -\infty}^{\infty} a_n$$
(6.19)

gdzie

$$a_n = J_n \left(2\Phi \cos\left(\frac{1}{2}\Delta t \cdot (\omega_2 - 2\omega_0) + \Psi\right) \right) \\ \times exp \left[\frac{1}{2}in\pi - \frac{1}{8}(n\Delta t\Delta \omega_1)^2 \right]$$
(6.20)

Z powodu wykładniczego zaniku (w funkcji parametru n) funkcji Bessela, w równaniu 6.19 można ograniczyć się jedynie do funkcji zerowego rzędu:

$$\widetilde{\epsilon}_{2}(\omega_{2}) \sim exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_{2}-2\omega_{0}}{\Delta\omega_{1}}\right)^{2}\right] \times J_{0}\left(2\Phi\cos\left(\frac{1}{2}\Delta t\cdot(\omega_{2}-2\omega_{0})+\Psi\right)\right) \quad (6.21)$$

Widmo takie nie zawiera już modulacji fazowej, ale za to jest silnie modulowane amplitudowo, z taką samą częstością, jaką było modulowane widmo wejściowe. Stosując tę metodę, można uzyskać idealnie głęboką modulację widma SH z dowolnym okresem przez odpowiedni wybór fazy, co jest nie osiągalne używając jedynie modulacji amplitudowej.

Istnieje warunek na idealną głębokość modulacji widma drugiej harmonicznej, wynikający z istnienia pierwszego zera funkcji Bessla J_0 , spełniony dla amplitudy $\Phi = 1.2$.

Przykładowe kształty możliwe do uzyskania tą metodą przedstawione zostały na rysunku 6.11.



Rysunek 6.11: Widmo drugiej harmonicznej: (a) i (b) modulacja widma fazą o różnej częstości, $\Phi = 1$, (c) – głębokość modulacji $\Phi = 6$, (d) modulacja przez superpozycję funkcji sinus o różnych częstościach.

Dzięki bardzo dobrej zgodności między eksperymentem a teorią, powyższą metodę można stosować jako protokół kodowania informacji. Proces kodowania może przebiegać na wielu rożnych wymiarach: w częstości, fazie, amplitudzie, a ponadto można wykorzystać superpozycję fal sinus, dając wysoką gęstość kodowania w pojedynczym impulsie.

Wnioski: W rozdziale tym zaprezentowano istnienie ścisłej analogii pomiędzy przejściem dwufotonowym w atomie dwupoziomowym a generacją drugiej harmonicznej w grubym krysztale. Szczególnie interesująca jest możliwość utrzymania sygnału SH pomimo wydłużania impulsu. W przypadku cienkiego kryształu zademonstrowano możliwość płynnego przejścia do reżimu grubego kryształu przez wydłużanie impulsów lub przez odpowiedni dobór zakresu rejestracji spektrometru. Przedstawiono metodę na kształtowanie widma SH, przy użyciu fazy sinusoidalnej, umożliwiającą otrzymanie skomplikowanych struktur w widmie drugiej harmonicznej.

Zagadnienie to nie zostało jeszcze w pełni przebadane, pozostawiając otwartą drogę do dalszych ciekawych eksperymentów. Szczególnie interesujące wydaje się generacja 2-giej harmonicznej w kryształach typu PP (Periodically Poled), które można zaprojektować tak, aby możliwe było wykonanie doświadczenia analogicznego do przejścia dwufotonowego z rezonansowym poziomem pośrednim [41]. W tym eksperymencie możliwe było uzyskanie sygnału dwufotonowego 7-krotnie większego niż dla impulsu fourierowsko ograniczonego.

Innym ciekawym zagadnieniem może być próba charakteryzacji impulsu na podstawie jego widma i widma drugiej harmonicznej generowanej w cienkim krysztale, ze względu na ścisły związek pomiędzy fazą spektralną impulsu a widmem SH.

Można również rozważyć doświadczenie polegające na kształtowaniu widma fluorescencji w przejściu dwufotonowym, w układzie atomowym o rozmytych poziomach energetycznych, analogicznie do kształtowania widma drugiej harmonicznej w cienkim krysztale.
Rozdział 7

Podsumowanie

W pracy tej zajmowano się femtosekundowymi impulsami światła i ich kształtowaniem. Impulsy pochodzą z femtosekundowego oscylatora, w którym ośrodkiem optycznie czynnym jest kryształ szafiru domieszkowany tytanem $Ti:Al_2O_3$, pompowany optycznie przez laser pracy ciągłej. Pasywną synchronizację modów uzyskano wykorzystując soczew-kowanie Kerrowskie, uzyskując impulsy o czasie trwania około 30 fs i centralnej długości fali 812 nm.

W rozdziale dotyczącym technik kształtowania omówiono trzy metody znajdowania funkcji transferu, pozwalającej na realizację kształtu docelowego w domenie czasowej, są to: metoda analityczna na fazę i amplitudę, ITFT (odwrotny iteracyjny algorytm fourierowski) oraz algorytm ewolucyjny. Trzecia metoda ma tę zaletę, że nie wymaga definiowania optymalizowanego procesu, potrzebuje jedynie możliwości sprawdzenia funkcji oceny dla kolejnych osobników. Przy użyciu algorytmu ewolucyjnego możliwe jest przeszukiwanie ogromnej przestrzeni rozwiązań. W procesie optymalizacji układu 4f, liczba możliwych ustawień fazy i amplitudy wynosiła około 10^{3800} .

W rozdziale dotyczącym narzędzi stosowanych do kształtowania femtosekundowych impulsów laserowych szczegółowo omówiona została procedura projektowania oraz ustawienia układu 4f.

Omówiono deformowalne lustra wykorzystywane do kształtowania impulsów, oraz przedstawiono nowatorską konstrukcję deformowalnego lustra. Zasada działania podobna jest do bimetalu, z tą różnicą, że zamiast metalu wykorzystano piezoceramikę, która rozszerza się lub kurczy w zależności od przyłożonego napięcia. Dzięki podziałowi lustra na 28 niezależnych sektorów, można uzyskać gładką modulację fazy w bardzo dużym zakresie, nieosiągalnym przy wykorzystaniu innych urządzeń kształtujących.

Przydatność takiego lustra do kształtowania impulsów, zademonstrowana została w procesie kompresji impulsów, które były wydłużone przez propagację w bloku za szkła SF11 około 65 krotnie. Napięcia wymagane do kompensacji fazy wprowadzanej przez szkło SF11, znalezione zostały wykorzystując algorytm ewolucyjny, z fotodiodą dwufotonową jako sygnał odpowiedzi.

W dalszej części pracy, jako narzędzia do kształtowania impulsów wykorzystano ciekłokrystaliczny modulator, z niezależną kontrolą zarówno fazy spektralnej jak i amplitudy z 640 niezależnymi kanałami. Omówiona została zasada działania modulatora ciekłokrystalicznego oraz procedura kalibracji modulatora.

Opisane zostały trzy wady modulatora, które ujawniły się podczas podczas pracy z modulatorem: brak niezależnej kontroli fazy i amplitudy, przesłuchy między kanałami oraz silne efekty dyfrakcyjne wiązki.

Wykorzystując ciekłokrystaliczny modulator umieszczony w płaszczyźnie fourierowskiej, pokazano istnienie ścisłej analogii pomiędzy procesem generacji drugiej harmonicznej a kwantową kontrolą przejścia dwufotonowego w atomach. Przedstawiono wyniki dla dwóch skrajnych sytuacji: grubego i cienkiego kryształu oraz możliwość płynnego przejścia między tymi dwoma reżimami. Dla grubego kryształu zaobserwowano brak wpływy fazy antysymetrycznej na wydajność 2-giej harmonicznej, nawet przy znacznym spadku natężenia impulsów. Dla cienkiego kryształu istnieje możliwość uzyskania analogicznych wyników jak dla grubego kryształu, zawężając obszar rejestrowanego widma.

Przedstawiona metoda kształtowania drugiej harmonicznej może znaleść zastosowanie w protokołach kodowania informacji, osiągając dużą gęstość w pojedynczym impulsie.

Przedstawione zostały perspektywy dalszych badań związanych z kształtowaniem drugiej harmonicznej.

Bibliografia

- C. Froehly, B. Colombeau, M. Vampouille, Progress in Optics, Vol. 20, pp. 65-153
- [2] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981)
- [3] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, Opt. Lett. 16, 42 (1991)
- [4] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Opt. Lett. 27, 306 (2002)
- [5] A. M. Weiner, Rev. of Scient. Inst. **71**, 1929 (2000)
- [6] H. P. Schwefel, Evolution and Optimum Seeking (Willey, New York, 1995)
- [7] D. Zeidler, S. Frey, K.-L. Kompa, M. Motzkus, Phys. Rev. A, 64 023420-2 (2001)
- [8] M. Hacker, G. Stobrawa, T. Feurer, Opt. Express 9, 191 (2001)
- [9] R. Gerchberg, W. O. Saxton, Optik **35**, 237 (1971)
- [10] A. E. Treacy, IEEE J. Quantum Electron. 5, 454 (1969)
- [11] O. E. Martinez J. P. Gordon, R. L. Fork, J. Opt. Soc. Am. A 1, 1003 (1984)
- [12] J. P. Heritage, E. W. Chase, R. N. Thurston, M. Stern, przedstawione na: Conference on Lasers and Electro-optics, Baltimore, MD, 1991
- [13] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Ruussek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, G. Vdovin, Opt. Lett. 24, 493 (1999)
- [14] G. Vdovin, M. Loktev, Opt. Lett. 27, 677 (2002)

- [15] G. Chériaux, O. Albert, V. Wöanman, J. P. Chambaret, C. Félix, G. Mourou, Opt. Lett. 26, 169 (2001)
- [16] C. Radzewicz, P. Wasylczyk, W. Wasilewski, J. S. Krasiński, Opt. Lett. 29, 177 (2004)
- [17] P. Wnuk, C. Radzewicz, Opt. Express 13, 4154 (2005)
- [18] E. Steinhaus, S. G. Lipson, J. Opt. Soc. Am. 69, 478 (1979)
- [19] Piezo System Inc. 186 Massachusetts Avenue, Cambridge, MA 02139, USA, www.piezo.com
- [20] J. A. Davis, P. Tsai, D. M. Cottrell, T. Sonehara, J. Amako, Opt. Eng. 38, 1051 (1999)
- [21] J. R. Marcioante, N. O. Farmiga, J. P. Kondis, J. R. Frederick, Opt. Express **11**, 1096 (2003)
- [22] S. A. Rice, Science **258**, 412 (1992)
- [23] P. Brumer, M. Sharpiro, Sci. Am. **3**, 34 (1995)
- [24] W. S. Warren, H. Rabitz, M. Dahleh, Science **259**, 1581 (1993)
- [25] D. J. Tannor, Dekker, New York, 403 (1994)
- [26] D. J. Tannor, S. A. Rice, J. Chem. Phys. 83, 5013 (1985)
- [27] D. J. Tannor, R. Kosloff, S. A. Rice, J. Chem. Phys. 85, 5805 (1986)
- [28] M. Shapiro, P. Brumer, J. Chem. Phys. 84, 4103 (1986)
- [29] D. J. Tannor, S. A. Rice, Adv. Chem. Phys. **70**, 441 (1988)
- [30] P. Brumer, M. Shapiro, Annu. Rev. Phys. Chem. 43, 257 (1992)
- [31] E. Potter, J. L. Herek, S. Pedersen, Q. Liu, A. H. Zewail, Nature 355, 66 (1992)
- [32] D. Meshulach, Y. Silberger, Nature **396**, 239 (1998)
- [33] D. Meshulach, Y. Silberger, Phys. Rev. A 60, 1287 (1999)

- [34] F. H. M. Faisal, Theory of Multiphoton Processes (Plenum, New York, 1987), rozdział 2
- [35] P. H. Bucksbaum, Nature **396**, 217 (1998)
- [36] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, Phys. Rev. Lett. 7, 118 (1961)
- [37] Z. Zheng, A. M. Weiner, Opt. Lett. 25, 984 (2000)
- [38] W. H. Glenn, IEEE J. Quantum Electron. QE-5 6, 284 (1969)
- [39] G. Imeshev, M. A. Arbore, M. M. Fejer, A. Galvanauskas, M. Fermann, D. Harter, J. Opt. Soc. Am. B 17, 304 (2000)
- [40] M. Hacker, R. Netz, M. Roth, G. Stobrawa, T. Feurer, R. Sauerbry, Appl. Phys. B 73, 273 (2001)
- [41] Z. Zheng, S. Shen, H. Sardesai, C. -C. Chang, J. H. Marsh, M. M. Karkhanehchi, A. M. Weiner, Opt. Commun. 167, 225 (1999)