

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Krzysztof Kaczmarek

Nr albumu: 305683

Synchronizacja modów w laserze włóknowym z dodatnią dyspersją

Praca licencjacka

na kierunku FIZYKA w ramach Międzywydziałowych Indywidualnych
Studiów Matematyczno-Przyrodniczych

Praca wykonana pod kierunkiem
Prof. dr hab. Czesława Radzewicza
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Wydział Fizyki UW

Warszawa, Czerwiec 2013

Oświadczenie kierującego pracą

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

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

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

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

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

Data

Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

Tematem pracy jest w pełni światłowodowy laser impulsowy na bazie światłowodu kwarcowego domieszkowanego iterbem. W pracy wyjaśniono na czym polega generacja i kształtowanie ultra-krótkich impulsów laserowych we wnęce złożonej wyłącznie z elementów o dodatniej dyspersji. Opisano skonstruowany układ i składające się nań elementy. Zmierzono moc i widmo zbudowanego lasera w zależności od mocy diody pompującej wnękę, jak i zaproponowano interpretację otrzymanych wyników. Przy pomocy metod optycznej autokorelacji zmierzono również długość impulsów ze zbudowanego lasera.

Słowa kluczowe

optyka, laser ultraszybki, impuls laserowy, światłowód, dodatnia dyspersja, nieliniowy obrót polaryzacji

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Tytuł pracy w języku angielskim

Mode-locking in a fiber laser with positive dispersion

Spis treści

Wprowadzenie	5
1. Wstęp	7
1.1. Światłowody jednomodowe	7
1.2. Ultrakrótkie impulsy laserowe	8
1.2.1. Laser	8
1.2.2. Impulsy laserowe	8
1.2.3. Nasycalna absorpcja a nieliniowy obrót polaryzacji	9
1.2.4. Kształtowanie impulsów	10
1.3. Pomiar ultrakrótkich impulsów	10
2. Światłowodowy laser iterbowy	11
2.1. Pompa	12
2.2. Ośrodek aktywny	13
2.3. Światłowody	13
2.4. Światłowodowy dzielnik polaryzacyjny a filtr spektralny	13
3. Charakterystyka pracy lasera	15
3.1. Układ pomiarowy	15
3.2. Podstawowe parametry lasera	16
3.3. Widmo lasera	18
3.4. Pomiar długości impulsu	22
3.4.1. Autokorelator	22
3.4.2. Wyniki autokorelacji natężeniowej	23
4. Podsumowanie	25

Wprowadzenie

Pierwszy LASER (od ang. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) został zademonstrowany w latach 60-tych przez Theodore’a Maimana [1]. Światło laserowe posiada szereg zalet w porównaniu do np. światła z żarówki, między innymi mniejszą rozbieżność kątową wiązki, większą spójność czasową, czy precyzyjnie kontrolowalny rozkład spektralny, które w połączeniu otworzyły drogę do generacji krótkich impulsów. Dzisiaj długość impulsów laserowych z komercyjnie dostępnych układów schodzi poniżej 10 femtosekund¹, a w laboratoriach osiągnięto nawet 67 attosekund [2], co umożliwiło badanie np. szybkich reakcji chemicznych albo dynamiki elektronów w atomie. Zważywszy na szczytowe natężenia ultrakrótkich impulsów przekraczające petawaty [3], lasery wykorzystywane są nie tylko do badań podstawowych (np. mikroskopia nieliniowa), ale stały się nieodłączną częścią przemysłu.

Prawie na samym początku istnienia laserów, zauważono, że szklane włókna domieszkowane metalami ziem rzadkich można wykorzystać jako ośrodek wzmacniający [4]. Przez długi czas rozwój laserów ”światłowodowych” ograniczony był jednak przez sukces układów bazujących na kryształach, np. szafiru i na ”wolnostojących” elementach optycznych, jak lustra, soczewki, etc. Dopiero wraz z wybuchem popularności sieci światłowodowych do przesyłania informacji na duże odległości, dostrzeżono zalety integracji światłowodowych wzmacniaczy w tego typu sieci. Naturalnym rozszerzeniem tego pomysłu było stworzenie w pełni światłowodowych laserów (oscylatorów), odpornych na zewnętrzne zakłócenia oraz znacząco tańszych w produkcji i utrzymaniu.

Celem projektu będącego przedmiotem niniejszej pracy było właśnie stworzenie w pełni światłowodowego oscylatora do generacji ultrakrótkich impulsów laserowych. Światłowodowe lasery impulsowe buduje się często w oparciu o reżim ”solitonowy”, wymagający kompensacji dyspersji we wnęce laserowej [5], [6]. Impulsy z tego typu laserów bywają bardzo krótkie, ale ich energia jest ograniczona z powodu efektów nieliniowych towarzyszących wysokiej mocy szczytowej [7]. W przypadku zbudowanego lasera ważniejsza od krótkiego czasu trwania impulsów była ich duża energia. Zastosowany reżim pracy lasera, bazujący na wydłużaniu impulsów we wnęce o dodatniej dyspersji, w teorii pozwala na generację impulsów o dużej energii, dzięki obniżeniu ich mocy szczytowej [8].

Niniejszy tekst składa się zasadniczo z czterech głównych części. Wstęp zawiera pewne podstawowe informacje dotyczące światłowodów oraz ultrakrótkich impulsów laserowych. W tej części znajduje się również wytłumaczenie, jak impulsy są generowane i kształtowane w zbudowanym układzie. W następnej części znajduje się opis samego układu oraz składających się nań elementów. Charakterystyka pracy lasera, z wynikami pomiarów właściwości impulsów, jest przedmiotem ostatniego, przed podsumowaniem, rozdziału.

¹1 fs = 10⁻¹⁵ s, czyli jedna femtosekunda jest do sekundy jak sekunda do ok. 31.7 milionów lat.

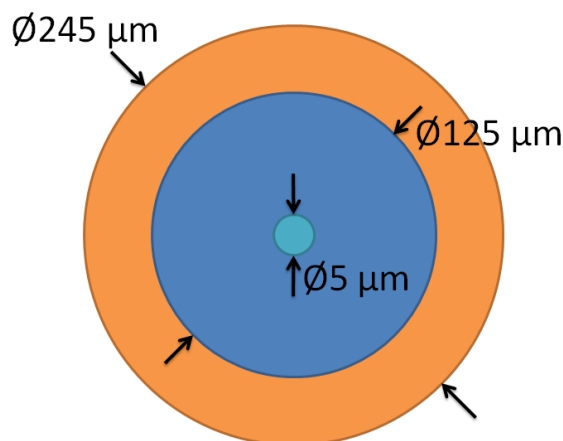
Rozdział 1

Wstęp

1.1. Światłowody jednomodowe

Światłowód umożliwia bezdyfrakcyjną i mało stratną propagację światła dzięki zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia. Klasyczny światłowód jednomodowy składa się z małego rdzenia o współczynniku załamania n_1 , otoczonego grubym płaszczem o współczynniku załamania $n_2 < n_1$ (Rys. 1.1). Rozwiązaniem równań Maxwella dla takiego cylindrycznego układu dwóch dielektryków jest fala elektromagnetyczna propagująca się wzdłuż włókna w rdzeniu i zanikająca eksponencjalnie w płaszczu.

Poprzeczny rozkład pola elektrycznego w światłowodzie nazywany jest modem poprzecznym. W zależności od współczynników załamania płaszcza i rdzenia, oraz ich rozmiarów, światłowód może podtrzymywać różną liczbę modów. W przypadku użytych w zbudowanym układzie światłowodów jednomodowych, ich parametry zostały dobrane tak, by dla światła o długości fali 1030 nm podtrzymywany (i efektywnie wzmacniany) był tylko mod podstawowy, o rozkładzie pola w przybliżeniu gaussowskim.



Rysunek 1.1: Przekrój przez światłowód jednomodowy HI1060 firmy Thorlabs. Zaznaczono rozmiary odpowiednio (od środka): rdzenia o współczynniku załamania n_1 , płaszcza o $n_2 < n_1$ i plastikowej osłonki.

Klasyczny światłowód kwarcowy jest ośrodkiem dyspersyjnym - światło o różnych długościach fali propaguje się w nim z różną prędkością. Impuls laserowy po przebyciu odcinka światłowodu wydłuży się i nabierze "świergotu" (ang. *chirp*), czyli początek i koniec impulsu składają się będą z innych długości fali [9].

Światłowód z powodu swojej symetrii cylindrycznej nie wykazuje dwójłomności. Zgięty jed-

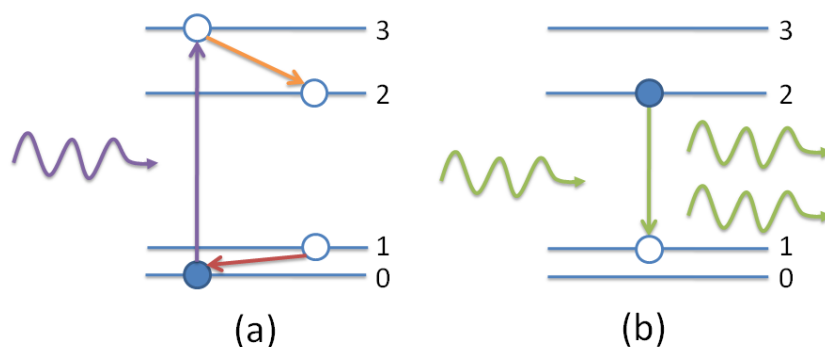
nak, traci symetrię i staje się dwójłomny, co jest podstawą działania światłowodowych kontrolerów polaryzacji.

Inną istotną właściwością światłowodów jednomodowych jest skupienie większości natężenia światła w małym rdzeniu, co sprzyja generacji efektów nieliniowych, w szczególności samomodulacji fazy. Efekty te wynikają z zależności współczynnika załamania światła od jego natężenia.

1.2. Ultrakrótkie impulsy laserowe

1.2.1. Laser

Laser w ogólności składa się z wnęki optycznej (która może mieć formę liniową, zakończoną lustrami, lub pierścieniową), w której znajduje się ośrodek czynny, gdzie światło jest spójnie wzmacniane dzięki zjawisku emisji wymuszonej (Rys. 1.2 (b)). Żeby wzmacniać światło, ośrodek czynny musi mieć zmagazynowaną energię, co w ujęciu atomowym oznacza, że populacja "górnego" poziomu przejścia laserowego musi być większa niż "dolnego". Innymi słowy, musi zachodzić inwersja obsadzeń.



Rysunek 1.2: Schematyczne przedstawienie zjawisk kluczowych dla akcji laserowej: (a) pompowanie optyczne w atomie czteropoziomowym; (b) emisja wymuszona.

W atomie dwupoziomowym stacjonarna inwersja obsadzeń jest niemożliwa do osiągnięcia, albowiem próba zwiększenia populacji górnego poziomu przez absorpcję powodowałaby depopulację tego poziomu, z powodu emisji wymuszonej. Kluczem do laserowania jest więc oddzielenie tych zjawisk, poprzez zastosowanie np. układu czteropoziomowego (Rys. 1.2 (a)).

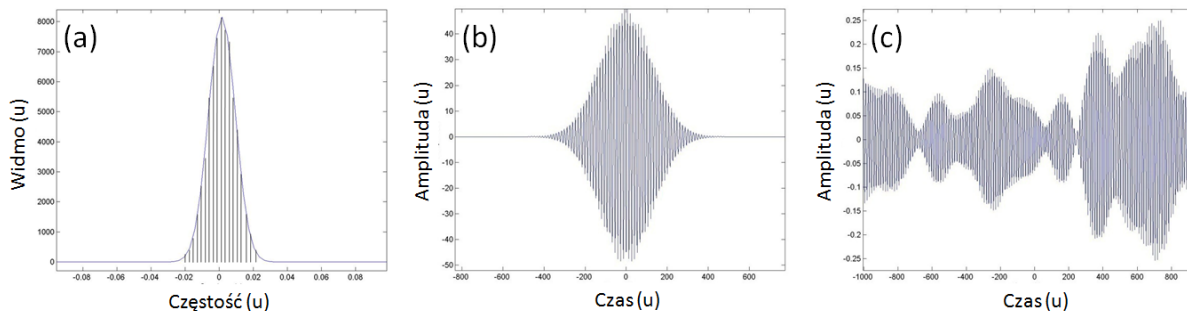
Światłem o jednej częstotliwości (tzw. pompą) przenosi się atom do poziomu 3, który samoistnie spada do poziomu 2, czyli górnego poziomu przejścia laserowego. Jeśli czas życia atomu w stanie 2 jest dużo dłuższy niż w stanie 1, możliwa do osiągnięcia staje się inwersja obsadzeń. Dzięki pompowaniu optycznemu atom może zmagazynować energię, którą potem przekaże światłu wzmacnianemu, o innej częstotliwości, dzięki emisji wymuszonej z górnego poziomu przejścia laserowego.

Należy zwrócić uwagę, że struktura wewnętrzna ośrodków czynnych jest zazwyczaj bardziej skomplikowana i złożona z wielu podpoziomów, na dodatek poszerzonych w wyniku np. skończonego czasu życia atomu w stanie wzbudzonym. Powoduje to, że taki ośrodek nie wzmacnia światła o tylko jednej częstotliwości, ale pewien ich zakres, zwany pasmem wzmocnienia ośrodka.

1.2.2. Impulsy laserowe

Długość impulsów laserowych generowanych poprzez przełączanie zasilania/emisji lasera ograniczona jest szybkością dostępnej elektroniki do kilku nanosekund [10]. Do generacji krótszych

impulsów, konieczne jest skorzystanie z faktu, że impuls jest *de facto* paczką falową, złożoną z fal o różnych częstościach.



Rysunek 1.3: (a) Szerokie widmo lasera impulsowego. (b) Pole elektryczne impulsu, przy założeniu synchronizacji modów w widmie z (a). (c) Pole elektryczne tego samego lasera, przy założeniu losowych faz składników widma z (a).

Rycina 1.3 (b) przedstawia przykładowy impuls o gaussowskiej obwiedni. Korzystając z transformaty Fouriera, można otrzymać jego widmo, czyli rozkład natężenia poszczególnych częstości fal, składających się na impuls - w tym przypadku również opisywany funkcją Gaussa (Rys. 1.3 (a)).

W przypadku rzeczywistych laserów impulsowych, widmo jest dyskretne. We wnętrzu laserowej efektywnie wzmacnianie będą jedynie fale - tak zwane mody podłużne - będące kolejnymi harmonicznymi częstości repetycji $f_{rep}^{-1} = \frac{nL}{c}$ (gdzie L i $\frac{c}{n}$ to odpowiednio długość wnęki i prędkość światła we wnętrzu). Oczywiście, widmo impulsu ograniczone będzie pasmem wzmocnienia ośrodka czynnego i transmisyjnością innych elementów wnęki.

Mody są spójnie wzmacniane dzięki emisji wymuszonej, w której wyemitowany foton jest identyczny, jak foton wymuszający. Jednak mody powstają w wyniku emisji spontanicznej, czyli początkowo będą miały losowe fazy i niekoniecznie będą interferować konstruktywnie, tworząc impuls. W przypadku widma z Rys. 1.3 (a), gdyby każdemu modowi nadać losową fazę, to po odwrotnej transformacie Fouriera, otrzymalibyśmy szum (Rys. 1.3 (c)).

Do generacji ultrakrótkich impulsów konieczny jest mechanizm synchronizacji modów, czyli stabilizacji ich względnej fazy. Istnieją metody aktywne i pasywne. W przypadku zbudowanego lasera impulsowego, wykorzystano pasywną synchronizację modów, która wyjaśniona będzie w następnym podrozdziale.

Z transformaty Fouriera wynika, że iloczyn długości impulsu oraz szerokości¹ jego widma jest minimalny przy pełnej synchronizacji modów i zależy tylko od kształtu widma/impulsów. Dla impulsu gaussowskiego iloczyn ten wynosi ok. 0.44.

1.2.3. Nasycalna absorpcja a nieliniowy obrót polaryzacji

Pasywna synchronizacja modów najczęściej osiągnięta jest dzięki nasycalnym absorberom, czyli ośrodkom, w których straty propagującego się światła maleją z jego natężeniem. We wnętrzu z ośrodkiem czynnym i nasycalnym absorberem promowane więc będą mody zsynchronizowane, składające się na lokalne piki natężenia (większy będzie dla nich stosunek wzmocnienia do strat). Dążenie układu do synchronizacji modów z kolei doprowadzi do generacji impulsów [11].

W odróżnieniu od układów bazujących na półprzewodnikowych nasycalnych absorberach (jak np. w pracy [5]), w zbudowanym laserze nasycalna absorpcja pojawia się dzięki zjawisku nieliniowego obrotu polaryzacji w światłowodzie (podobnie jak w pracy [12]).

¹Szerokość w połowie wysokości FWHM (ang. *Full Width at Half Maximum*).

W przypadku impulsów laserowych o dużym natężeniu i eliptycznej polaryzacji, w ośrodku takim jak światłowód może indukować się nieliniowa dwójłomność, powodująca obrót polaryzacji zależny od chwilowego natężenia impulsu. Wstawienie polaryzatora za ośrodkiem pozwala wyciąć niskonatężeniowe, nieobrócone fragmenty impulsu, pozostawiając wyskonatężeniowe fragmenty bez strat. W ten sposób otrzymuje się efekt nasycalnej absorpcji, prowadzący do synchronizacji modów.

1.2.4. Kształtowanie impulsów

Mając mechanizm generacji impulsów w laserze, możliwe staje się kształtowanie tych impulsów, by miały pewne cechy wymagane do konkretnych zastosowań. W przypadku zbudowanego lasera, starano się obniżyć moc szczytową impulsów (przy zachowaniu ich dużej energii), by nie doprowadzała ona do utraty synchronizacji modów z powodu nadmiernych efektów nieliniowych [8].

Ideą stojącą za zbudowanym laserem jest maksymalne wydłużenie impulsu poprzez usunięcie z wnętrza wszelkich elementów o ujemnej dyspersji prędkości grupowej GVD (ang. *Group Velocity Dispersion*), pozostawiając jedynie dużą dodatnią dyspersję światłowodu, jak w pracach [13], [14], [15]. Niekontrolowane wydłużanie impulsów z powodu dyspersji doprowadziłoby do utraty synchronizacji modów, więc okresowo skracają się impulsy za pomocą filtra spektralnego.

Intuicyjnie, zawężenie widma powinno wydłużyć impuls, ale przy dużym świergocie długość impulsu nie jest ograniczona widmem (jak przy pełnej synchronizacji modów). W laserach o dodatniej dyspersji wykorzystuje się kontrolowaną "desynchronizację" modów (spowodowaną dyspersją), która powoduje, że ogony impulsu składają się głównie ze skrajnych częstotliwości widma. Filtrując te skrajne częstotliwości, efektywnie skracają się impulsy w czasie.

1.3. Pomiar ultrakrótkich impulsów

By zmierzyć tak szybkie zjawisko jak ultrakrótki impuls potrzebny jest wzorzec co najmniej równie szybki. Jako wzorzec wykorzystuje się więc mierzony impuls, co jest podstawą autokorelacji optycznej.

Okazuje się, że znając tak zwaną funkcję autokorelacji $G(\tau)$ (1.3.1), można wyciągnąć pewne wnioski o funkcji podstawowej $I(t)$, jak jej szerokość w połowie wysokości t_{FWHM} . $G(\tau)$ jest funkcją symetryczną, nawet jeśli $I(t)$ nie jest.

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (1.3.1)$$

W przypadku impulsów laserowych funkcja autokorelacji fizycznie realizowana jest w zjawiskach nieliniowych, np. w generacji drugiej harmonicznej. W tym przypadku $I(t)$ jest chwilowym natężeniem jednej kopii mierzonego impulsu laserowego, $I(t - \tau)$ odpowiada drugiej kopii, opóźnionej o τ , zaś $G(\tau)$ jest średnim natężeniem drugiej harmonicznej wygenerowanej z nałożenia się obu kopii w kryształ nieliniowym. Okazuje się, że τ można bardzo dobrze doświadczalnie kontrolować, umożliwiając dokładny pomiar $G(\tau)$.

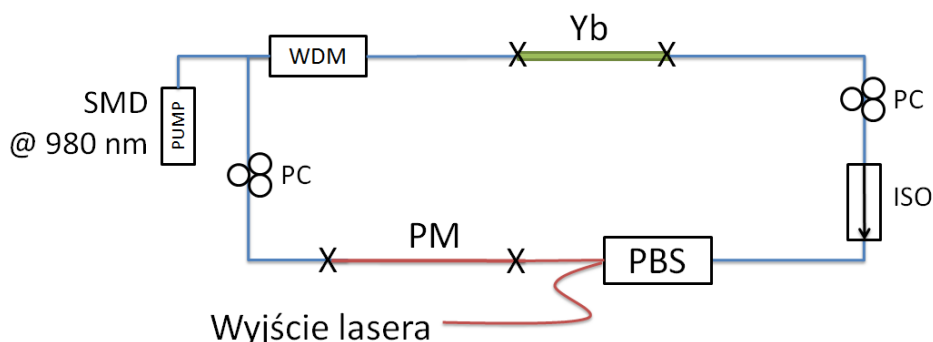
Dla impulsów gaussowskich, zależność między szerokością połówkową τ_{FWHM} sygnału autokorelacji $G(\tau)$, a długością t_{FWHM} impulsów opisywanych $I(t)$, ma postać [11]:

$$\frac{\tau_{FWHM}}{t_{FWHM}} = \sqrt{2} \quad (1.3.2)$$

Rozdział 2

Światłowodowy laser iterbowy

Rysunek 2.1 przedstawia schemat zbudowanego w pełni światłowodowego lasera impulsowego. Laser zaprojektowano w oparciu o układ z pracy [16], złożony z ogólnie dostępnych elementów. Skonstruowany oscylator składa się z pierścieniowej wnęki światłowodowej o długości ok. 856 cm, co odpowiada częstotliwości powtarzania impulsów ok. 23 MHz i całkowitej dyspersji prędkości grupowej równej ok. 0.20 ps^2 . Jednokierunkową pracę lasera zapewnia nieczuły na polaryzację światłowodowy izolator faradayowski OFR 10-K-1030.



Rysunek 2.1: Schemat zbudowanego światłowodowego lasera impulsowego. SMD/PUMP - jednomodowa dioda pompująca na 980 nm; WDM - sprzęgacz multipleksujący; Yb - odcinek światłowodu domieszkowanego iterbem; PC - światłowodowy kontroler polaryzacji; ISO - izolator faradayowski; PBS - światłowodowa kostka polaryzująca. Na niebiesko zaznaczono "zwykły" światłowod jednomodowy, na czerwono - światłowod utrzymujący polaryzację PM.

Oscylator pompowany jest przy pomocy diody jednomodowej o długości fali ok. 980nm, podłączonej za pomocą światłowodowego sprzęgacza multipleksującego WDM (ang. *Wave Divison Multiplexer*) firmy Lightel. Ośrodkiem czynnym we wnęce jest ok. 23-centymetrowy odcinek światłowodu domieszkowanego iterbem, co powoduje, że na wyjściu lasera otrzymuje się impulsy o długości fali ok. 1030 nm. Wyjściem lasera jest jeden z portów światłowodowego dzielnika polaryzacyjnego PBS (ang. *Polarizing Beam Splitter*) firmy AFW Technologies, zakończony soczewką kolimującą Thorlabs F220FC-1064 o ogniskowej 11 mm. Oba porty dzielnika to światłowody utrzymujące polaryzację PM (ang. *Polarization Maintaining*), co powoduje, że światło na wyjściu lasera ma polaryzację liniową. Drugi port dzielnika jest złączony z resztą wnęki za pomocą 28-centymetrowego fragmentu światłowodu PM, który jest zespawany do reszty wnęki. Światłowody PM złączone są ze sobą natomiast przy pomocy precyzyjnego złącza światłowodowego PM (Thorlabs ADAFCPM2).

Do kontroli polaryzacji światła we wnęce (np. w celu ustawienia nieliniowego obrotu pola-

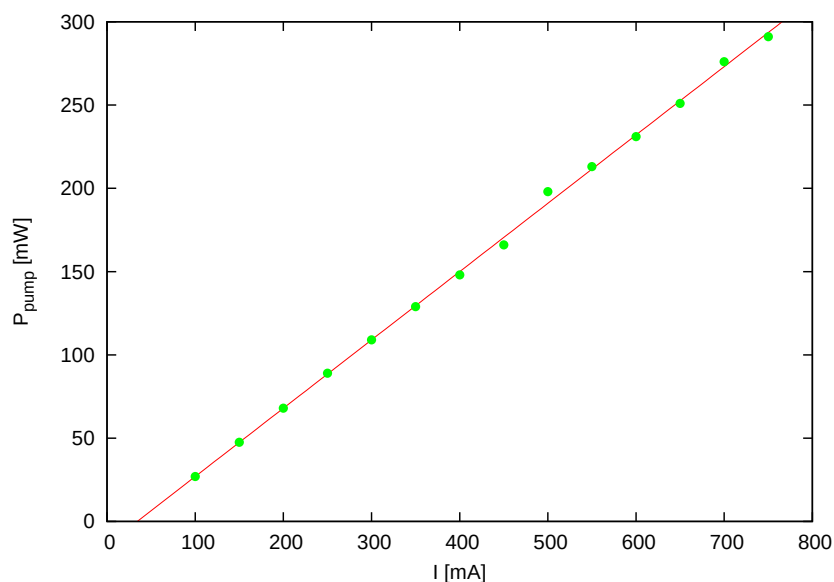
ryzacji) użyto dwóch światłowodowych kontrolerów polaryzacji. Każdy kontroler składa się z trzech pętli światłowodów (jedna pętla jest podwójna), które można względem siebie obracać, i działa jak zestaw: ćwierćfalówka, półfalówka, ćwierćfalówka. Użycie dwóch kontrolerów jest konieczne ze względu na równoczesną zależność od polaryzacji dwóch zjawisk, czyli nieliniowego obrotu polaryzacji i filtrowania spektralnego.

Zbudowany światłowodowy laser impulsowy ma zasadniczo trzy niezależne stopnie swobody pozwalające na kontrolę jego zachowania: moc pompy i ustawienie obu kontrolerów polaryzacji. Kluczowe jest ustawienie kontrolerów, determinujące tryb pracy lasera (ciągła lub impulsowa) i rządzące widmem impulsów w trybie impulsowym.

Ustawianie kontrolerów polaryzacji odbywało się w dużej mierze "na oko", po pierwsze z powodu braku sposobu precyzyjnego określenia ustawienia kontrolerów. Po drugie, lekkie potrącenie reszty wnęki (a nawet zmiany temperatury środowiska) powodowało zmianę polaryzacji światła w światłowodzie, co uniemożliwiało na dłuższą metę zdefiniowanie stałego punktu odniesienia ustawienia kontrolerów.

2.1. Pompa

Do pompowania oscylatora światłowodowego użyto diody Oclaro LC96UF76-20R emitującej światło w pracy ciągłej o długości fali 976 nm. Dioda zasilana była zasilaczem Newport Model 650B o konfigurowalnym natężeniu prądu płynącego do diody oraz chłodzona przez wiatraczek podłączony do kontrolera temperatury Newport Model 350B, który automatycznie utrzymywał temperaturę diody na poziomie 20°C. Zmierzona charakterystyka diody widoczna jest na Rys. 2.2. Z dopasowania prostej do danych pomiarowych wynika, że moc diody P zależy od natężenia prądu I jak $P_{pump} = 0.410 \frac{\text{mW}}{\text{mA}} I - 14.1 \text{ mW}$. Po zespawaniu diody z resztą wnęki, bezpośrednio mierzalne było tylko natężenie prądu z zasilacza diody, toteż wartości mocy pompy z kolejnych rozdziałów pracy były otrzymywane na podstawie powyższego dopasowania¹.



Rysunek 2.2: Zmierzona charakterystyka prądowa diody pompującej oscylator światłowodowy (zależność mocy P_{pump} od natężenia prądu I).

¹Należy wspomnieć, że w czasie wykonywania charakterystyki diody pompującej nałożone na diodę było ograniczenie prądu do 800 mA, które później zniesiono. W następnych pomiarach założono na podstawie danych katalogowych, że zależność mocy diody od prądu nie zmieniała się powyżej 800 mA.

2.2. Ośrodek aktywny

Ośrodkiem aktywnym w zbudowanym laserze jest ok. 23-centymetrowy, nieosłonięty odcinek światłowodu domieszkowanego iterbem YB1200-4/125 firmy Thorlabs. Do opisu iterbu w kontekście laserowania używa się modelu quasi-trójpoziomowego, z przejściem laserowym $^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$ [10]. Warto nadmienić, że oprócz emisji na 1030 nm, iterb również emituje w dziedzinie światła widzialnego. "Podświetlanie się" ośrodka czynnego na zielono jest przydatne do sprawdzania strat we wnętrzu. W przypadku wydajnego laserowania, krótszy odcinek światłowodu domieszkowanego jest "podświetlony".

2.3. Światłowody

Do budowy wnętrza laserowej wykorzystano jednomodowe światłowody HI1060 firmy Thorlabs. Kolejne fragmenty zespawano ze sobą przy pomocy spawarki niskotłumiennej Fujikura FSM-60S, osiągając straty na spawach rzędu 0.01 dB. Jako światłowody utrzymujące polaryzację wykorzystano PM980 typu "Panda" firmy AFW Technologies. Według producentów straty światła o długości fali ok. 1030 nm w użytych światłowodach powinny być na poziomie 1.5 dB/km, zaś dyspersja prędkości grupowej GVD powinna wynosić ok. 230 fs²/cm [13].

2.4. Światłowodowy dzielnik polaryzacyjny a filtr spektralny

Jako polaryzatora do nasycalnego absorbera, bazującego na nieliniowym obrocie polaryzacji, użyto światłowodowego PBSa, który jest również kluczowym elementem filtra spektralnego.

W zbudowanym układzie wykorzystano światłowodowy filtr Lyota. Filtr Lyota w najprostszej postaci składa się z dwóch polaryzatorów i dwójłomnego ośrodka między nimi. Fale elektromagnetyczne o różnych długościach mają różne współczynniki załamania w ośrodku, więc w różnym stopniu obróci się ich polaryzacja. Zgodnie z prawem Malusa, tak skonstruowany filtr spektralny powinien mieć sinusoidalną zależność współczynnika transmisji od długości fali. Okres $\Delta\lambda$ tego sinusa będzie zależał od długości L ośrodka dwójłomnego jak (2.4.1) (gdzie λ_0 to centralna długość fali, a Δn to dwójłomność ośrodka) [16].

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{L\Delta n} \quad (2.4.1)$$

W przypadku zbudowanego lasera, jako ośrodka dwójłomnego w filtrze użyto odcinek światłowodu PM, który ma dużą dwójłomność niezależnie od natężenia światła, dzięki czemu można w pewnym stopniu oddzielić efekty filtrowania spektralnego od nieliniowego obrotu polaryzacji. Długość użytego światłowodu PM wynosiła ok. 25 cm, co odpowiada okresowi transmisji filtra² ok. 9.6 nm.

Wnęka opisywanego lasera ma formę pierścienia, więc PBSa użyto zarazem jako wejściowego i wyjściowego polaryzatora w filtrze Lyota. Umożliwiło to zmniejszenie liczby elementów w laserze. Z drugiej strony, sprzęga to efekty filtrowania spektralnego i nasycalnego absorbera, przez co dokładne prześledzenie ewolucji impulsów we wnętrzu stało się dużo trudniejsze.

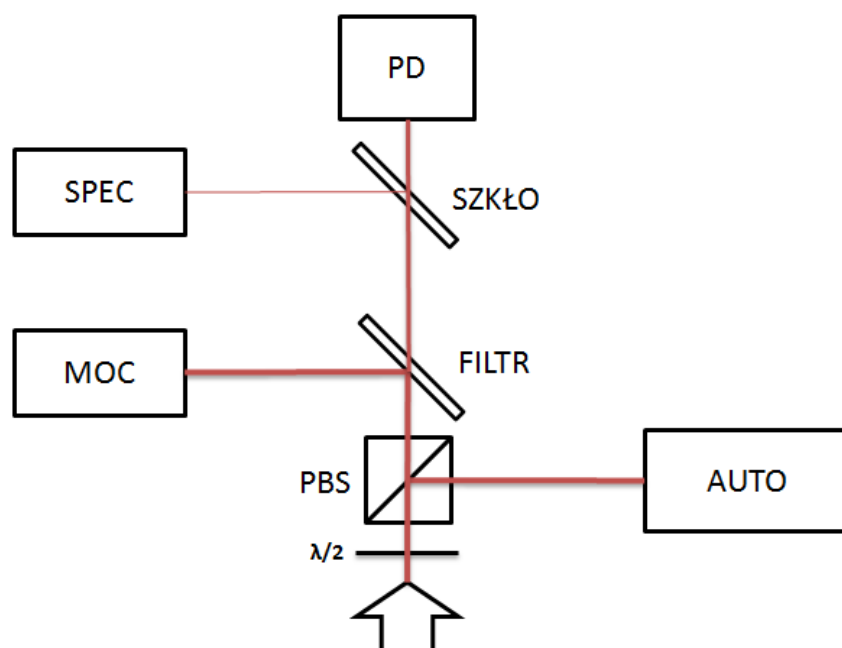
²Wartość obliczona ze wzoru (2.4.1) na podstawie parametrów światłowodu PM980 z pracy [16].

Rozdział 3

Charakterystyka pracy lasera

3.1. Układ pomiarowy

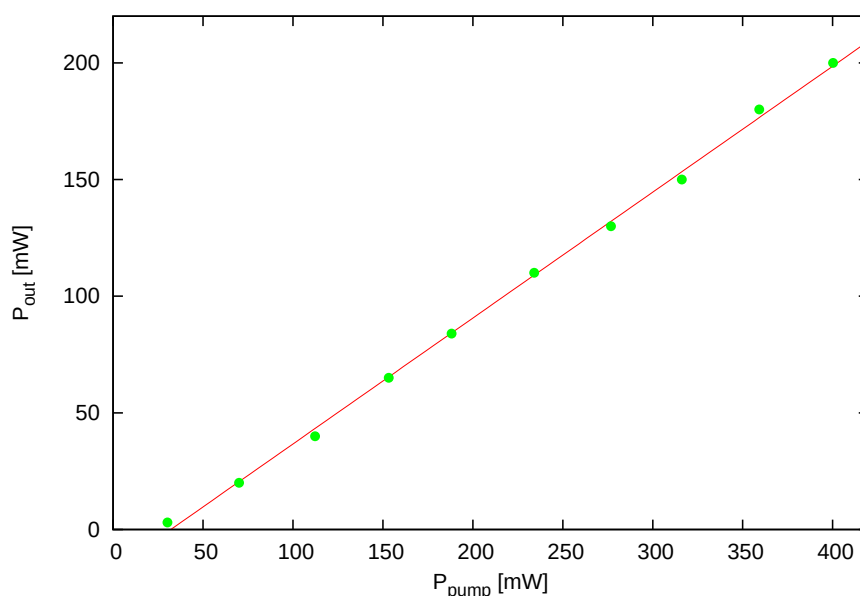
Do wykonania charakterystyki impulsów ze zbudowanego lasera, wykorzystano układ z Rys. 3.1. Światło z kolimatora światłowodowego, będącego wyjściem lasera, padało na kostkę polaryzacyjną. Wstawiona przed kostką półfalówka pozwalała na prawie dowolne podzielenie natężenia światła między dwa wyjścia z kostki (ze stosunkiem natężeń sięgającym 0.5%). Jedno wyjście kierowało światło na autokorelator natężeniowy, służący do pomiaru czasu trwania impulsów. Drugie wyjście prowadziło światło na filtr szary. Około 50% światła padającego odbijane było do miernika mocy Ophir Nova II (głowica PD300-TP), a 3% przechodziło i padało na szklaną płytkę. Praktycznie całość przechodziła dalej do szybkiej fotodiody krzemowej, połączonej z oscyloskopem LeCroy WaveSurfer 104Xs o paśmie 1GHz. Mała część, ok. 1% ze światła padającego na szkło, odbijana była w kierunku spektrometru HR4000 firmy OceanOptics, obsługiwanego przez program SpectraSuite na komputerze PC.



Rysunek 3.1: Schemat układu do charakterystyki zbudowanego lasera impulsowego. Strzałka oznacza soczewkę kolimującą, będącą wyjściem lasera. $\lambda/2$ - półfalówka; PBS - polaryzująca kostka światłodzieląca; AUTO - autokorelator; FILTR - filtr szary; MOC - miernik mocy; SPEC - spektrometr; PD - szybka fotodioda.

3.2. Podstawowe parametry lasera

W zależności od ustawienia kontrolerów polaryzacji, zbudowany laser światłowodowy umożliwiał pracę ciągłą lub impulsową. Rysunek 3.2 przedstawia zmierzoną zależność mocy wyjściowej lasera w trybie pracy ciągłej od mocy diody pompującej wewnątrz. Zależność jest liniowa i wskazuje na ok. 50% wydajność lasera, w sensie konwersji światła 980 nm na użyteczne na wyjściu 1030 nm. Jest to bardzo dobry wynik i wskazuje na dużą efektywność światłowodu domieszkowego iterbem jako ośrodka wzmacniającego oraz na niewielkie straty w ponad 8-metrowej wnęce. Na Rys. 3.2 można również zobaczyć próg akcji laserowej przy $P_{pump} \approx 34$ mW, czyli moc pompy potrzebną na wytworzenie inwersji obsadzeń niezbędnej do akcji laserowej.

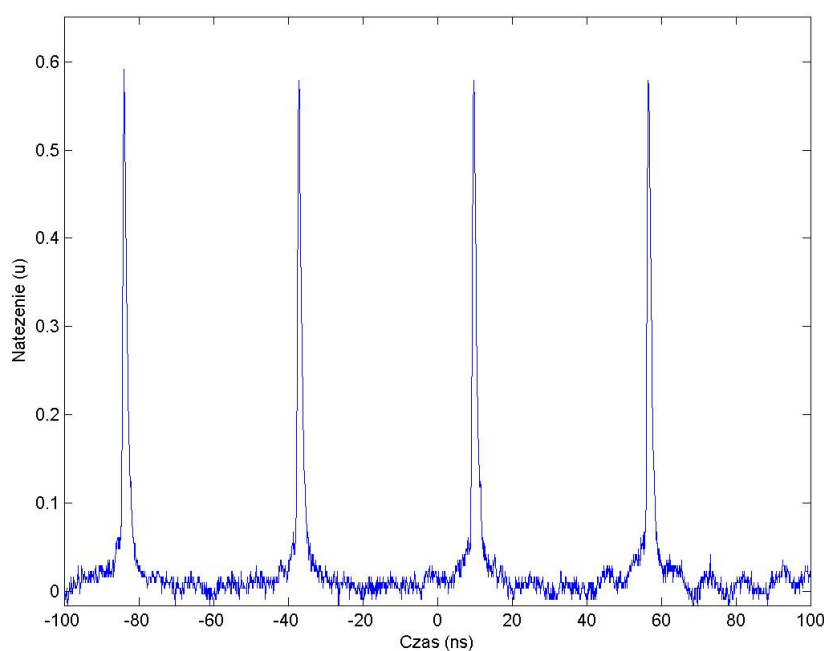


Rysunek 3.2: Zależność średniej mocy P_{out} lasera w pracy ciągłej od mocy diody pompującej P_{pump} .

Należy zwrócić uwagę, że powyższy pomiar został wykonany przy ustawieniu kontrolerów polaryzacji odpowiadającemu maksymalnej mocy wyjściowej lasera. Jako że wyjściem lasera jest jeden z portów światłowodowego dzielnika polaryzacyjnego, zmiana polaryzacji światła we wnęce laserowej pozwala na zmianę mocy wyjściowej, niezależnie od mocy pompy. W trakcie charakterystyki pracy lasera starano się maksymalizować jego moc wyjściową, ale nie zawsze współgrało to z oczekiwaniami dotyczącymi stabilności pracy impulsowej lub kształtu widma.

Przejsie do pracy impulsowej wymagało zmiany ustawienia kontrolerów polaryzacji. Towarzystwo temu poszerzenie się widma światła laserowego oraz pojawienie się impulsów. Stabilność impulsów zależała od precyzyjnego ustawienia kontrolerów. Przykładowy stabilny ciąg impulsów ze zbudowanego lasera pokazany jest na Rys. 3.3. Długość impulsów wstępnie oszacować można na ok. 7 ps¹, więc nawet szybka fotodioda nie jest w stanie zarejestrować ich długości lub kształtu. Z ciągu impulsów oszacowano częstość powtarzania lasera na ok. 23 MHz, zgodnie z przewidywaniami dla pierścieniowej wnęki światłowodowej o długości 856 cm.

¹Z gaussowskiego widma o szerokości 20 nm otrzymanoby przy pełnej synchronizacji modów ok. 78-femtosekundowy impuls. Taki impuls po przebyciu 856 cm światłowodu o GVD 230 fs²/cm wydłużyłby się do 7 ps [9]. Oczywiście, jest to wyjątkowo naiwny model, niemniej jednak pozwolił oszacować długość impulsu z dokładnością do rzędu wielkości względem pomiaru autokorelacji.



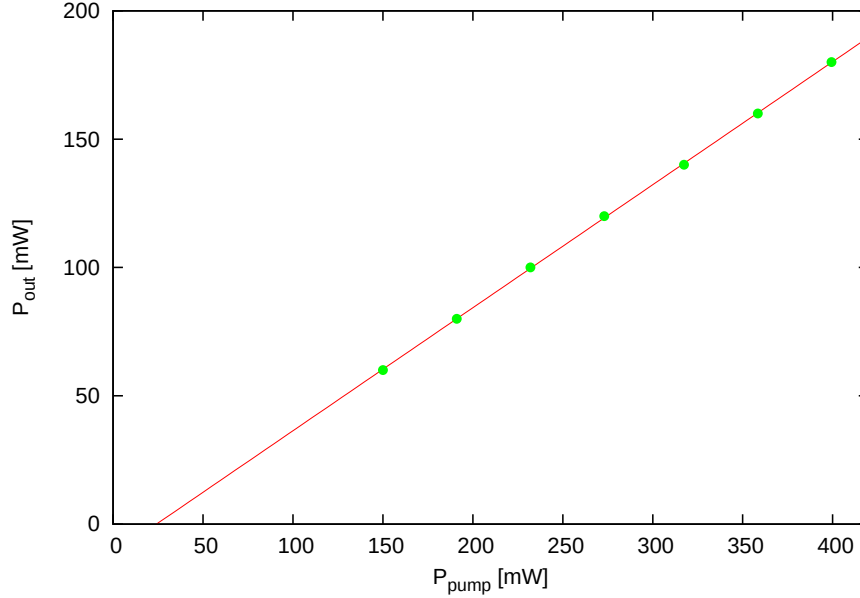
Rysunek 3.3: Ciąg impulsów z lasera.

W przypadku pracy impulsowej, zależność średniej mocy wyjściowej lasera od mocy pompy pokazana jest na Rys. 3.4. W zmierzonym zakresie mocy, zależność ta jest liniowa, jak w przypadku pracy ciągłej. Warto zaznaczyć, że przy pompowaniu $P \approx 300$ mW, osiągnięto ponad 3 razy większą moc średnią w pracy impulsowej niż przy podobnym pompowaniu w analogicznym układzie z publikacji [16].

Niewiele mniejszy (relatywnie do pracy ciągłej) stosunek mocy wyjściowej do mocy pompy tłumaczyć można wspomnianym kompromisem w ustawieniu kontrolerów polaryzacji, między stabilnymi impulsami a mocą wyjściową lasera. Zakres ustawień kontrolerów polaryzacji odpowiadających pracy impulsowej był dużo węższy niż dla pracy ciągłej.

Minimalną moc pompy potrzebną do zajścia synchronizacji modów zwykle obserwowano w okolicach 100-200 mW, ale zauważono, że będąc już w trybie pracy impulsowej, możliwe było zejście trochę poniżej tej granicy przy zachowaniu stabilnych impulsów. Będąc powyżej tej granicy, laser impulsowy był samo-startujący, to znaczy wystarczyło włączyć zasilanie diody pompującej, aby wejść w tryb impulsowy - bez konieczności ingerencji w układ. Samo-startowanie utrzymywało się nawet kilka godzin przy odpowiednim początkowym ustawieniu kontrolerów polaryzacji.

Zakładając, że w czasie obiegu jednego impulsu przez wnękę cała energia skupiona jest w tym impulsie, można - na podstawie średniej mocy lasera w trybie impulsowym i częstotliwości powtarzania - oszacować energię impulsów wychodzących na sięgającą prawie 8 nJ (przy 400 mW pompowania), czyli zaledwie 3 razy mniej, niż oczekiwany limit z tego typu laserów [8]. Otrzymana energia impulsów jest jednak ponad 5 razy większa niż osiągnięta w analogicznym układzie w [16].



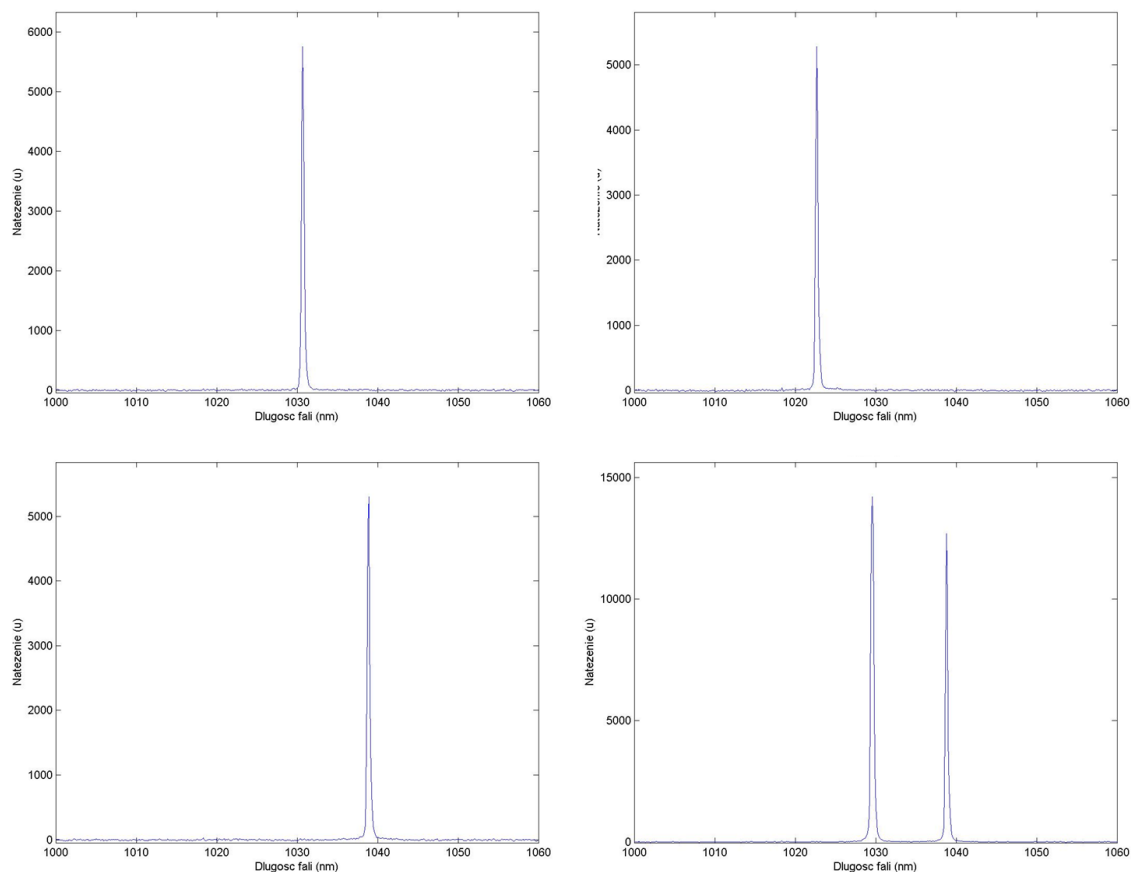
Rysunek 3.4: Zależność średniej mocy lasera P_{out} w stabilnej pracy impulsowej od mocy diody pompującej P_{pump} .

Warto również wspomnieć, że oprócz pracy ciągłej i impulsowej, pewne ustawienia kontrolerów polaryzacji sprzyjały wejściu lasera w tryb "Q-Switch", czyli okresowej zmiany dobroci wewnętrznej, charakteryzującej się długimi, ale oscylującymi, impulsami o dużej mocy.

3.3. Widmo lasera

Interesującym aspektem laserów światłowodowych jest ich przestrajalność. W publikacji [17] otrzymano nawet 60 nm strojenia w pracy ciągłej. Zbudowany układ pozwalał na strojenie lasera w zakresie ok. 20 nm, co dobrze widać na Rys. 3.5, który przedstawia różne widma światła wychodzącego z lasera w trybie pracy ciągłej. Zmieniając ustawienie kontrolerów polaryzacji możliwe było wygenerowanie widm złożonych z pojedynczego pików lub z kilku. Wszystkie widma znajdowały się w okolicach długości fali 1030 nm.

Przestrajalność widma przy pomocy zmiany polaryzacji związana jest najprawdopodobniej z filtrem spektralnym, który jest zaimplementowany w postaci filtra Lyota na światłowodzie PM, a *de facto* na całej wnęce światłowodowej. W uproszczeniu, zmiana polaryzacji przesuwa funkcję transmisji filtra, bez wpływu na jej szerokość. Potwierdzeniem powyższego rozumowania jest stała separacja pików w widmach "kilku-pikowych", która wynosi ok. 10 nm niezależnie od pozycji tych pików i pokrywa się z okresem transmisji filtra, co wskazuje na kluczowe znaczenie filtra w kształtowaniu widma lasera.



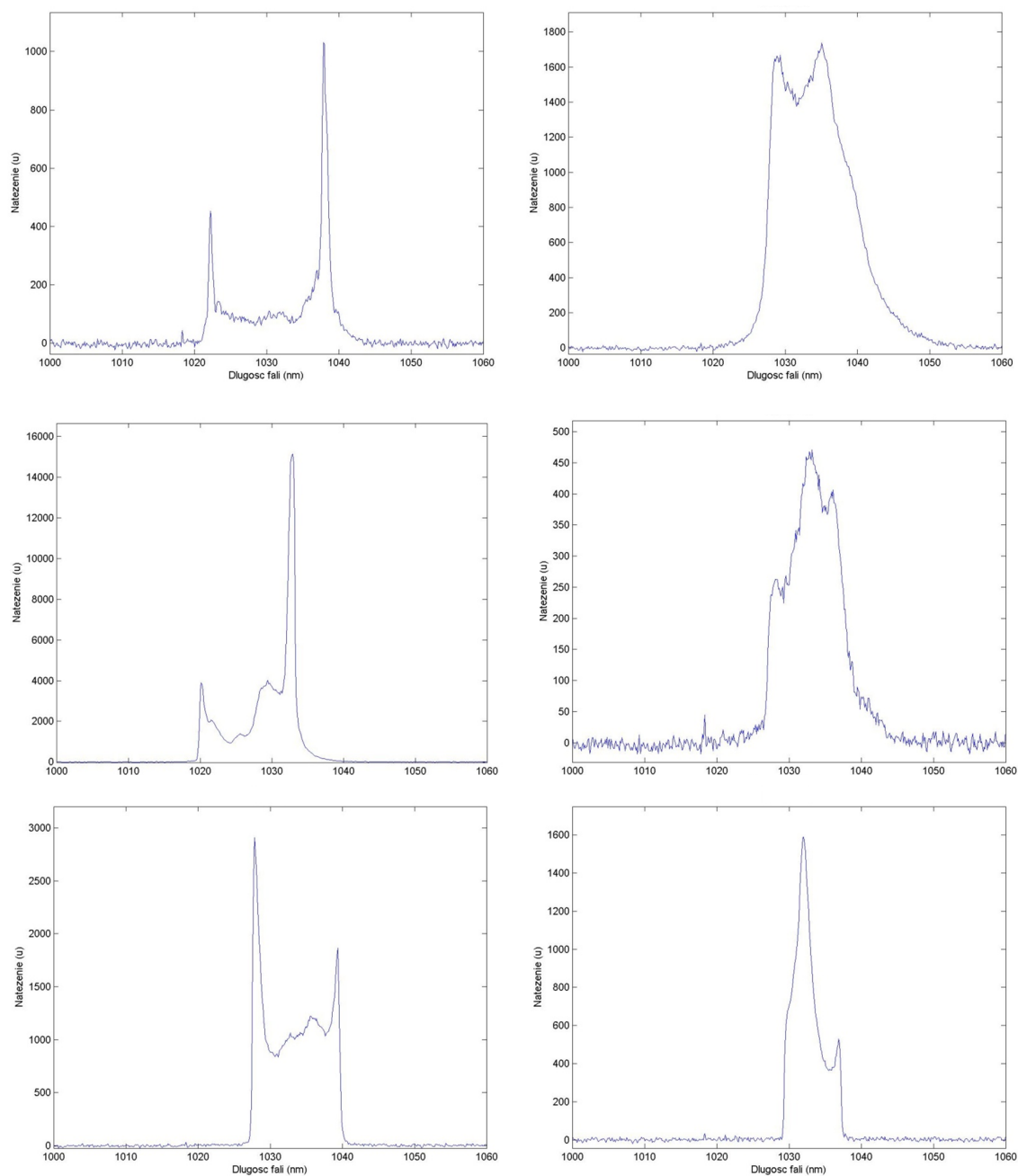
Rysunek 3.5: Przykładowe widma lasera w trybie pracy ciągłej.

W przypadku pracy impulsowej, interpretacja kształtu widm jest dużo trudniejsza, bowiem dużo większą rolę zaczyna odgrywać nieliniowość światłowodu. Rysunek 3.6 przedstawia kilka przykładowych widm lasera w trybie impulsowym, przy różnych ustawieniach kontrolerów polaryzacji. Warto zaznaczyć, że z powodu wspomnianego braku precyzji w ustawieniach kontrolerów powtarzalność widm w zbudowanym laserze była niewielka. Widmo jednak zachowywało swój kształt przy samo-startowaniu lasera.

Zaobserwowane widma można podzielić na dwie kategorie: charakterystyczne dla laserów bez kompensacji dyspersji widma o pikach na końcach (lewa kolumna na Rys. 3.6) [13]; i te o natężeniu skupionym raczej w środku widma (prawa kolumna). Bardzo często między obiema kategoriami można przechodzić przy niewielkich zmianach ustawienia kontrolerów polaryzacji.

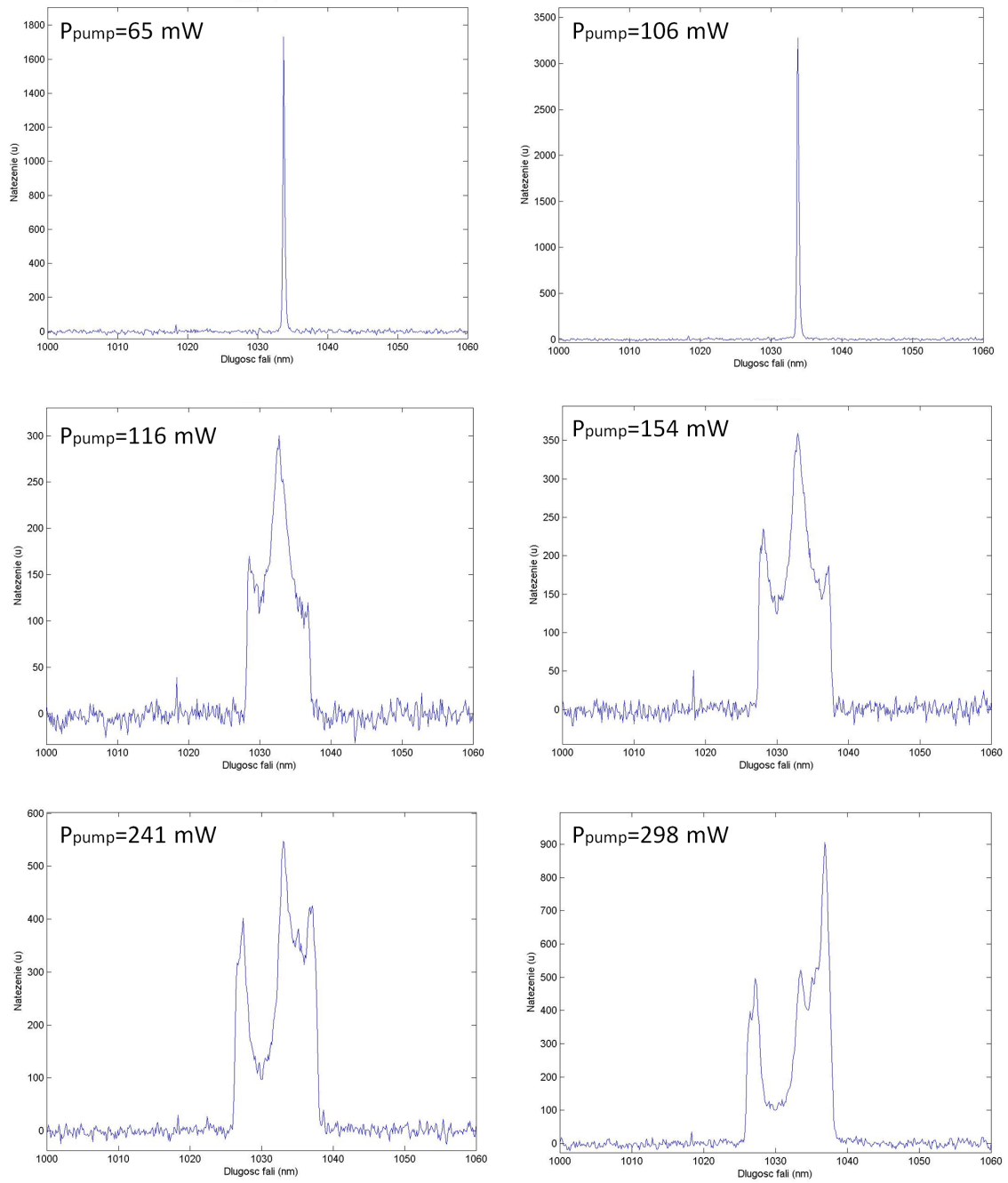
Kształt widm w pierwszej kategorii, czyli tych o pikach na końcach, tłumaczy się sprzężonym działaniem nieliniowości i filtrowania spektralnego, będącego podstawą kształtowania impulsów w układach bez kompensacji dyspersji [13]. Nieliniowość powoduje samomodulację fazy impulsu, która generuje nowe częstotliwości na skraju widma [9]. Takie widmo, poddane silnemu filtrowaniu spektralnemu po bokach, staje się następnie bardzo strome, stąd obserwowany kształt. Wysokość "środku" widma zapewne zależy od nieliniowości, "przelewającej" energię impulsu ze środka na boki widma.

Kształt widm z drugiej kategorii, reprezentowanej przez prawą kolumnę z Rys. 3.6, może więc być tłumaczony przez słabsze efekty nieliniowe i mniejsze "przelewanie się" energii na boki widma.



Rysunek 3.6: Przykładowe widma lasera w trybie impulsowym.

Sprawdzono również zależność kształtu widma w stabilnym trybie impulsowym od mocy diody pompującej, co jest pokazane na Rys. 3.7. Jak już wspomniano, skokowe poszerzenie widma i synchronizacja modów pojawiały się dopiero przy mocy pompy powyżej 100 mW. Co ciekawe, przy słabszym pompowaniu kształt widma pasuje bardziej do drugiej kategorii. Zwiększając jednak moc pompy, a tym samym energię impulsów, boczne piki widma zaczynają dominować nad resztą i kształtem widma zaczyna pasować do pierwszej kategorii. Obserwacja ta sugeruje, że kształt widma mocno zależy od efektów nieliniowych.



Rysunek 3.7: Zależność widma lasera w stabilnym trybie impulsowym od mocy pompy P_{pump} .

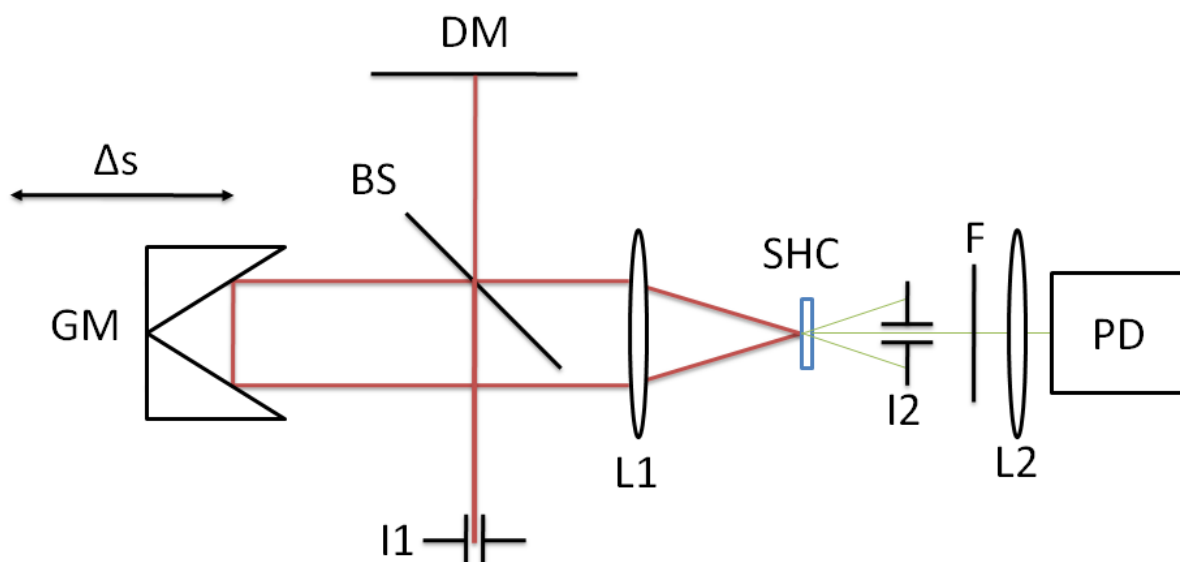
Co ciekawe, znaczące zmiany kształtu widma bywały widoczne już przy niewielkich zmianach mocy pompowania. Dla wyższych mocy pompowania z kolei nie zaobserwowano znaczących zmian w widmie.

3.4. Pomiar długości impulsu

3.4.1. Autokorelator

W celu lepszego oszacowania długości impulsów, zbudowano autokorelator natężeniowy i zmierzono nim autokorelację światła na wyjściu lasera w trybie impulsowym przy mocy pompy 403 mW (widmo impulsów było z kategorii z bocznymi pikami). Schemat autokorelatora widoczny jest na Rys. 3.8.

Impuls przechodzący przez przesłoną wejściową układu rozdziela się na dwie kopie na płytce światłodziеляjącej w stosunku natężeń 30:70. Kopia impulsu o większym natężeniu pada na nieruchome lustro dielektryczne, po czym wraca na płytkę i odbija się od niej zmniejszając swoje natężenie do ok. 21% natężenia początkowego impulsu. Następnie, kopia ta skupiana jest - przy pomocy soczewki - w kryształ BBO (β -boranu baru) do generacji drugiej harmonicznej². Druga kopia impulsu (o natężeniu 30% impulsu wejściowego) pada na podwójne lustro kątowe o przesunięciu sterowanym śrubą mikrometryczną i zasięgu ok. 1.5 cm. Po odbiciu, impuls przechodzi nad płytką światłodziеляjącą i skupiany jest przez soczewkę w to samo miejsce w kryształ BBO, co pierwsza kopia.



Rysunek 3.8: Schemat skonstruowanego autokorelatora natężeniowego. I1 - przesłona, będąca wejściem do autokorelatora; BS - płytka światłodziеляjąca; DM - lustro dielektryczne; GM - lustro złote; L1, L2 - soczewki; SHC - kryształ drugiej harmonicznej; I2 - druga przesłona; F - filtr; PD - fotodioda; Δs - regulowane przesunięcie stolika.

Przy poprawnym wyjustowaniu wszystkich elementów, w ognisku obu wiązek wygeneruje się druga harmoniczna, proporcjonalna do iloczynu chwilowego natężenia obu impulsów (o podobnej mocy), więc będąca - po uśrednieniu - sygnałem autokorelacji natężeniowej wejściowego impulsu. Oprócz sygnału autokorelacji, za kryształem obecne będzie światło z drugiej harmonicznej poszczególnych kopii impulsu oraz światło o niepodwojonej częstotliwości. Te niechciane sygnały są usuwane dzięki kombinacji filtrów spektralnych i przesłony.

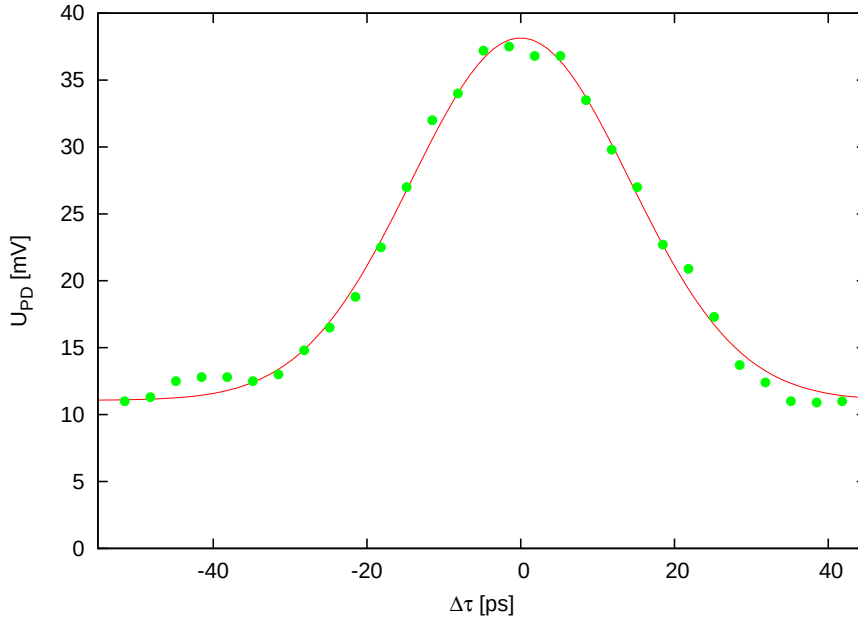
Impulsy z autokorelacji padają na fotodiode krzemową, podłączoną do oscyloskopu LeCroy WaveSurfer 104Xs. Dzięki ustawieniu oporności wejściowej na 1 M Ω , oscyloskop automatycznie uśredniał sygnał z ciągu impulsów, pokazując - dla danego przesunięcia lustra kąтового - stałą w

²Użyty kryształ jest typu pierwszego, co znaczy, że polaryzacja obu wiązek, z których generowana ma być druga harmoniczna, powinna być jednakowa.

czasie wartość napięcia na fotodiodzie, proporcjonalnego do sygnału autokorelacji natężeniowej.

3.4.2. Wyniki autokorelacji natężeniowej

Na Rys. 3.9 pokazany jest wynik pomiaru autokorelacji natężeniowej impulsów ze zbudowanego lasera, czyli zmierzone napięcie na fotodiodzie - proporcjonalne do sygnału drugiej harmonicznej wygenerowanej z dwóch kopii impulsu - w zależności od względnego opóźnienia tych kopii³. Z wykresu widać, że zmierzona autokorelacja nie jest doskonała, zważywszy na niezerowe tło sygnału (wynikające w dużej mierze z wady oscyloskopu), jak i pewną jego asymetrię, która zapewne wynika z błędów pomiaru. Z powodu ograniczonego - przesunięciem lustra kątownego - zakresu zmierzonych opóźnień $\Delta\tau$, nie można jednak wykluczyć, że lokalne maksimum U_{PD} przy $\Delta\tau \approx -40$ ps na Rys. 3.9 wskazuje na istotny element kształtu impulsu.



Rysunek 3.9: Wynik pomiaru autokorelacji, czyli napięcie na fotodiodzie U_{PD} w zależności od opóźnienia względnego impulsów $\Delta\tau$.

Z powodu znacznej długości impulsu, do sygnału autokorelacji dość dobrze dopasowano funkcję Gaussa, otrzymując szerokość połówkową sygnału $\tau_{fwhm} = 23.7 \pm 0.5$ ps, z której wynika (wzór (1.3.2)), że długość impulsu szacuje się na $t_{fwhm} = 16.7 \pm 0.4$ ps. Niestety, z autokorelacji natężeniowej niewiele więcej informacji o impulsie można wyciągnąć.

Z pomiaru autokorelacji natężeniowej wynika, że impulsy generowane w zbudowanym laserze są bardzo długie - ponad 220 razy dłuższe niż minimum wynikające z 20 nm widma (78 fs), i ponad 2 razy dłuższe niż wynikałoby z prostego modelu uwzględniającego GVD światłowodu (7 ps).

³Opóźnienie $\Delta\tau$ obliczono z przesunięcia Δs stolika z lustrem kątowym (Rys. 3.8), zgodnie ze wzorem $\Delta\tau = \frac{2\Delta s}{c}$, gdzie c to prędkość światła w próżni (powietrzu).

Rozdział 4

Podsumowanie

Zbudowano w pełni światłowodowy laser impulsowy na bazie światłowodu domieszkowanego iterbem. Pasywna synchronizacja modów osiągana jest dzięki nieliniowemu obrotowi polaryzacji w światłowodzie jednomodowym, działającemu jak nasycalny absorber. Wnęka laserowa składa się wyłącznie z elementów o dodatniej dyspersji, wymuszając silne filtrowanie spektralne. W zbudowanym układzie filtr zaimplementowany jest w postaci światłowodowego filtra Lyota. Laser skonstruowany został z ogólnie dostępnych elementów oraz wskazuje na możliwość prostej budowy tanich przenośnych ultraszybkich laserów do badań podstawowych i przemysłu.

Scharakteryzowano pracę zbudowanego lasera, mierząc jego moc wyjściową oraz widmo w zależności od mocy pompy. Osiągnięto dobrą wydajność lasera, z mocą wyjściową sięgającą ok. 50% mocy pompy. Laser emituje impulsy o długości ok. 17 ps w okolicach długości fali 1030 nm, z szerokością widma sięgającą 20 nm. Energia impulsów dochodzi do 8 nJ, przy częstotliwości powtarzania ok. 23 MHz, i wydaje się być ograniczona głównie dostępną mocą pompy.

Energia impulsów ze zbudowanego lasera jest ponad 5 razy większa niż osiągnięta w analogicznym układzie w pracy [16] (1.5 nJ). W tej samej pracy impulsy o szerokości widmowej ok. 15 nm udało się skompresować poza wnęką poniżej 250 fs, co sugeruje podobną możliwość w przypadku zbudowanego lasera. Chociaż w układzie z pracy [12] wygenerowano (bez kompresji) impulsy o długości 1.4 ps, to jednak o niższej energii 2.7 nJ i nie w konfiguracji w pełni światłowodowej. W pracy [14] udało się z pełni światłowodowego oscylatora otrzymać 3.8 ps impulsy o prawie 40 nm widmie, ale energii tylko 3.6 nJ. Konieczne było jednak zastosowanie gorzej dostępnych elementów.

W przypadku zbudowanego lasera planowana jest dokładniejsza charakterystyka impulsów przy pomocy techniki FROG (ang. *Frequency Resolved Optical Gating*), jak i próba kompresji impulsów przy pomocy zewnętrznych siatek dyfrakcyjnych. Planuje się również zwiększyć dostępną moc pompy, poprzez zastosowanie kombinacji dwóch mocniejszych diod pompujących. Opisany układ jest pierwszym skonstruowanym na Wydziale Fizyki UW w pełni światłowodowym laserem impulsowym i prawdopodobnie wykorzystywany będzie w światłowodowym wzmacniaczu dużej mocy.

Podziękowania

Chciałbym w tym miejscu serdecznie podziękować całemu zespołowi Zakładu Optyki Wydziału Fizyki UW i Centrum Laserowego Instytutu Chemii Fizycznej PAN za pomoc, tak teoretyczną przy wyjaśnianiu fizyki laserów, jak i praktyczną w laboratorium. Szczególnie chciałbym podziękować Radkowi Chrapkiewiczowi za wprowadzenie w świat laserów światłowodowych i za wielokrotne konsultacje. Podziękowania należą się też Łukaszowi Zinkiewiczowi za nieocenioną pomoc przy budowie autokorelatora i pomiarze długości impulsów z lasera. Wreszcie dziękuję Dr. Yuriyowi Stepanience, dzięki któremu skonstruowany laser światłowodowy nie pozostanie tylko ciekawym tematem licencjatu, ale posłuży większemu projektowi.

Największe podziękowania należą się jednak mojemu promotorowi i opiekunowi na Międzywydziałowych Indywidualnych Studiach Matematyczno-Przyrodniczych, Prof. Czesławowi Radzewiczowi za motywację i wsparcie w poszerzaniu mojej wiedzy oraz za umożliwienie mi dużej niezależności naukowej.

Bibliografia

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [2] K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, and Z. Chang, “Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch,” *Optics Letters*, vol. 37, p. 3891, Sept. 2012.
- [3] E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebbers, and T. Ditmire, “Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier,” *Applied Optics*, vol. 49, p. 1676, Mar. 2010.
- [4] H. W. Etzel, H. W. Gandy, and R. J. Ginther, “Stimulated Emission of Infrared Radiation from Ytterbium Activated Silicate Glass,” *Applied Optics*, vol. 1, p. 534, July 1962.
- [5] R. Gumenyuk, I. Vartiainen, H. Tuovinen, S. Kivistö, Y. Chamorovskiy, and O. G. Okhotnikov, “Dispersion compensation technologies for femtosecond fiber system,” *Applied Optics*, vol. 50, no. 6, pp. 797–801, 2011.
- [6] M. Schultz, O. Prochnow, A. Ruehl, D. Wandt, D. Kracht, S. Ramachandran, and S. Ghalimi, “Sub-60-fs ytterbium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion compensation,” *Optics Letters*, vol. 32, p. 2372, Aug. 2007.
- [7] S. M. J. Kelly, “Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton,” *Electronics Letters*, vol. 28, no. 8, pp. 806–807, 1992.
- [8] A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ,” *Optics letters*, vol. 32, pp. 2408–10, Aug. 2007.
- [9] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 2000.
- [10] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, vol. 1. Wiley-VCH, 2008.
- [11] C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. Springer, 2005.
- [12] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser,” *Optics Express*, vol. 14, no. 21, pp. 10095–10100, 2006.
- [13] A. Chong, W. H. Renninger, and F. W. Wise, “Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 25, no. 2, p. 140, 2008.
- [14] D. Mortag, D. Wandt, U. Morgner, D. Kracht, and J. Neumann, “Sub-80-fs pulses from an all-fiber-integrated dissipative-soliton laser at 1 μm ,” *Optics Express*, vol. 19, no. 2, pp. 546–551, 2011.

- [15] O. Prochnow, A. Ruehl, M. Schultz, D. Wandt, and D. Kracht, “All-fiber similariton laser at 1 μm without dispersion compensation.,” *Optics express*, vol. 15, pp. 6889–93, May 2007.
- [16] K. Özgören and F. Ilday, “All-fiber all-normal dispersion laser with a fiber-based Lyot filter,” *Optics letters*, vol. 35, no. 8, pp. 1296–1298, 2010.
- [17] A. Castillo-Guzman, J. E. Antonio-Lopez, R. Selvas-Aguilar, D. A. May-Arrioja, J. Estudillo-Ayala, and P. LiKamWa, “Widely tunable erbium-doped fiber laser based on multimode interference effect.,” *Optics express*, vol. 18, pp. 591–7, Jan. 2010.