VII Polska Konferencja Optyczna

konferencja-optyczna.pl

4 – 7 lipca 2023

KSIĄŻKA ABSTRAKTÓW

PKO' 2023

projekt z użyciem zasobów Pixabay.com

5 lipca 2023, 9:10, prezentacja plenarna

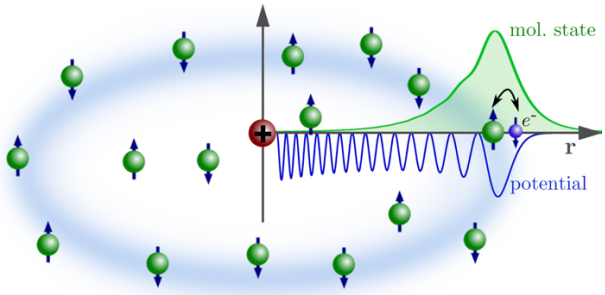
Symulacje kwantowe z ultrazimnymi cząsteczkami polarnymi i atomami Rydberga w szczypcach optycznych

Michał Tomza[1]

[1]*Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa*

e-mail Autora: michal.tomza@fuw.edu.pl

Modele centralnego spinu, w których pojedyncza cząstka ze spinem oddziałuje ze środowiskiem spinów, znajdują szerokie zastosowanie w technologii informacji kwantowej i mogą być używane do opisywania, np. dekoherencji kubitu w czasie. W mojej prezentacji przedstawię w jaki sposób można wykorzystać mieszaniny ultrazimnych cząsteczek polarnych oraz atomów Rydberga pułapkowanych w szczypcach optycznych do symulacji kwantowych i badania właściwości różnych efektywnych kwantowych modeli [1]. Układy takie mają unikalne właściwości i możliwości różnych zastosowań, dzięki silnym oddziaływaniom między cząstkami oraz zdolności do precyzyjnego sterowania ich parametrami doświadczalnymi. Jednym z zastosowań są symulacje modeli centralnego spinu w mieszaninie atomu Rydberga i polarnych cząsteczek. Innym jest realizacja dynamicznego tworzenia się ekranującej chmury Kondo po zanurzeniu atomu Rydberga do gazu atomów fermionowych o spinie 1/2.



Rysunek 1. Elektron Rydberga (niebieski) ulega rozpraszaniu zależnemu od spinu z otaczającymi atomami o spinie 1/2 (zielone), które odczuwają efektywny potencjał Rydberga (niebieska krzywa). To oddziaływanie ma zarówno składniki molekularne, jak i typu Kondo. Jego charakterystyczna skala długości może być regulowana przez zmianę głównej liczby kwantowej $\bar{n}$ stanu Rydberga. Związany stan molekularny (zielona linia) zlokalizowany wokół antynodu potencjału Rydberga ma największe nakładanie na niezakłócone morze Fermiego i dlatego dominuje w dalszej dynamice schłodzonego układu.

Literatura

1. J. Dobrzyniecki, M. Tomza, Quantum simulation of the central spin model with a Rydberg atom and polar molecules in optical tweezers, arXiv:2302.14774 (2023)

Ultrastabilny laser - narzędzie w metrologii i fizyce fundamentalnej

M. Bober, M. Narożnik, P. Morzyński, M. Zawada

Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska

bober@fizyka.umk.pl

1. Treść zgłoszenia

Ultrastabilne wzorce częstotliwości od zawsze były podstawowym narzędziem metrologicznym. Obecnie, ich rola jest kluczowa również dla badań podstawowych. Ultrastabilne lasery są podstawowym elementem wszystkich optycznych zegarów atomowych [1], dzięki którym charakteryzują się one najlepszą stabilnością i dokładnością. Dokładne wyeliminowanie wpływu środowiska na działanie ultrastabilnych laserów oraz układów atomowych pozwala obecnie na poszukiwanie nowej fizyki wykraczającej poza model standardowy [2] oraz wykorzystanie zegarów atomowych jako sensorów [3].

Podczas wystąpienia zostanie przedstawiony układ ultra stabilnego lasera pracującego na telekomunikacyjnej długości fali. Laser ten zostanie sprzężony z optycznym zegarem atomowym a jednocześnie telekomunikacyjna długość fali pozwala na dystrybucję stabilnego sygnału częstotliwościowego przy pomocy sieci światłowodowej. Docelowo niestabilność lasera na skali czasu 0,1-100 s powinna wynosić <1e-16 a szerokość spektralna powinna być na poziomie 10-50 mHz. Konstrukcja lasera wygląda następująco: komercyjny laser światłowodowy stabilizowany jest przy pomocy szybkiej pętli sprzężenia zwrotnego do wnęki optycznej o wysokiej finezji (rzędu 300000). Stabilność układu będzie dostarczona poprzez wnękę optyczną zbudowaną ze szkła ULE i specjalnego typu zwierciadeł krystalcznych [4]. Osiągnięcie ekstremalnie wysokiej stabilności możliwe jest dzięki odpowiednio policzonym punktom podparcia wneki, redukujących mocno wpływ wibracji na jej długość oraz dzięki aktywnej i pasywnej izolacji wibroakustycznej oraz temperaturowej.

Zaprezentowane zostaną również wyniki demonstrujące, że w niedalekiej przyszłości układy tego typu, tańsze i mniejsze o trzy rzędy wielkości niż detektory takie jak LIGO [5] mogą zostać wykorzystane do szukania fal grawitacyjnych. Czułość w zakresie częstotliwości rzędu kHz pozwoli na poszukiwania w nieosiągalnym obecnie obszarze w którym spodziewane są obserwacje wielu układów takich jak łączących się gwiazd neutronowych [6], układów podwójnych czarnych dziur o masach poniżej masy Słońca [7] oraz ultralekkich bozonów (taki jak aksjony i podobne cząstki) potencjalnie tworzących się przy czarnych dziurach [8]. Istnienie ultralekkich bozonów mogłoby wyjaśnić łamanie symetrii CP [9] czy problem ciemnej materii [10]. Prezentowany przez nas ultrastabilny laser może być pierwszym etapem w konstrukcji detektora fal grawitacyjnych pozwalających na takie obserwacje.

2. Źródła finansowania

This project has received funding from the EMPIR Programme co-financed by the Participating States and from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme (EMPIR 20FUN08 NEXTLASERS). Ten projekt realizowany jest w Krajowym Laboratrium FAMO w Toruniu finasowanym z dotacji Misterstwa Edukacji i Nauki.

Literatura

1. A.D. Ludlow et al., *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015)
2. P. Wcisło et al., *Sci. Adv.* **4**, (12) aau4869 (2018)
3. J. Grotti et al., *Nature Phys.* **14**, 437 (2018)
4. G. D. Cole *et al.*, *Nature Photon* **7**, 644–650 (2013)
5. B.P. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016)
6. T. Kawamura *et al.*, *Phys. Rev. D* **94**, 064012 (2016)
7. R. Abbott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 061104 (2022)
8. N. Aggarwal *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 111101 (2022)
9. J. E. Kim and G. Carosi, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 049902 (2019)
10. K. S. Jeong *et al.*, *JCAP* **2**, 046 (2014)

Pomiary z udziałem polskich optycznych zegarów atomowych

P. Morzyński, M. Bober, S. Bilicki, D. Kovačić, A. Ledziński, M. Zarei, P. Wcisło, M. Zawada

Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska

pmorzynski@umk.pl

1. Treść zgłoszenia

W 2015 roku w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) uruchomione zostały pierwsze dwa optyczne zegary atomowe. Od tego czasu wykorzystywane one były w różnych eksperymentach, takich jak: interferometria wielkobazowa (VLBI) [1], spektroskopia strat we wnęce (CRDS) [2] oraz pomiary zmienności stałej strutktury subtelnej [3]. W mojej prezentacji przedstawię wyniki uzyskane w ciągu ostatnich kilku lat w kampaniach pomiarowych z udziałem różnych zegarów optycznych na świecie, w tym dwóch polskich optycznych zegarów atomowych w KL FAMO. Pomiary te polegają na porównaniach różnych wzorców częstotliwości przy użyciu łączy światłowodowych lub satelitarnych. Mają one istotne znaczenie w procesie wprowadzania definicji sekundy opartej na optycznych wzorcach częstotliwości odgrywającej kluczowe znaczenie w nowej formie ukladu SI opartego na stałych fizycznych [4].

Dane pozyskane w kampaniach pomiarowych wykorzystywane są również w badaniach zmienności stałej struktury subtelnej przewidywanej w wielu modelach kosmologicznych. Przedstawię sposób analizy i najnowsze limity na zmienność stałej struktury subtelnej zmierzone z wykorzystaniem interkontynentalnej sieci zegarów optycznych.

W prezentacji skupię się również na automatyzacji pracy zegarów atomowych, która jest niezbędna w kampaniach pomiarowych trwających często kilka tygodni. Przedstawię między innymi techniki automatycznej optymalizacji i przywracania prawidłowej pracy modułów zegara [5], procedury automatycznej kalibracji zegara optycznego oraz sposoby walidacji i akwizycji danych.

Literatura

1. P. Krehlik, et al. "Fibre-optic delivery of time and frequency to VLBI station," Astronomy & Astrophysics 603, A48 (2017)
2. K. Bielska, et al. "Absolute frequency determination of molecular transition in the Doppler regime at kHz level of accuracy," Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 201, 156-160
3. P. Wcisło, et al. "Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks," Nature Astronomy **1**, 0009 (2016).
4. Bureau International des Poids et Mesures, "The International System of Units (SI)," 9th edition (2019)
5. P. Morzyński, et al. "Open-source electronics ecosystem for optical atomic clocks", Measurement Science and Technology, accepted DOI: 10.1088/1361-6501/acc5a1

Nad-rozdzielcza Dwu-fotonowa Mikroskopia 3D

P. Szczypkowski[1], A. Mielnicka[2], M. Pawłowska[1,2], R. Łapkiewicz[1]

[1]Instytut Fizyki Doświadczalnej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska

[2]Laboratorium Neurobiologii, BRAINCITY, Instytut Biologii Doświadczalnej im. M. Nenckiego Państwowej Akademii Nauk, ul. Pasteura 3, 02-093 Warszawa, Polska

Pawel.Szczypkowski@fuw.edu.pl

Abstrakt: Połączenie dwóch technik mikroskopowych - ogniskowania czasowego oraz SOFI umożliwia nad-rozdzielczą mikroskopię oraz obrazowanie 3D próbek biologicznych.

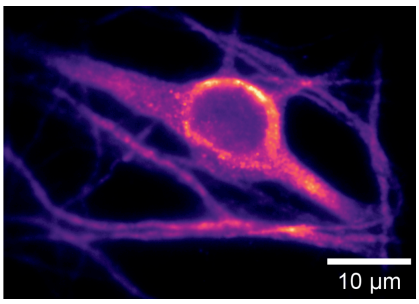
© 2023 P. Szczypkowski, M. Pawłowska, R. Łapkiewicz

Wraz z rozwojem stabilnych, prostych w użytkowaniu laserów femtosekundowych, mikroskopia wielofotonowa staje się coraz bardziej popularna. Naturalne wydaje się próbowanie zastosowania metod używanych w zwykłej, jedno-fotonowej mikroskopii fluorescencyjnej do systemów pobudzania wielofotonowego. Proponujemy więc prostą kombinację Super-resolution Optical Fluctuation Imaging (SOFI) z dwu-fotonowym pobudzeniem w szerokim polu za pomocą techniki zwanej: Temporal Focusing. Dzięki zastosowaniu tych dwóch metod można osiągnąć kilka korzyści: zmniejszenie foto-toksyczności poza płaszczyzną ostrości, eliminacje sygnału tła, możliwość obrazowania 3D grubych próbek oraz wysoką rozdzielczość w każdym z trzech wymiarów.

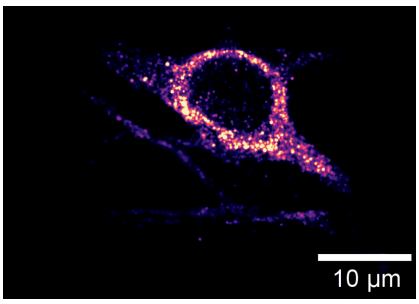
Temporal Focusing jest techniką oferującą wzbudzenie molekuł leżących jedynie w pobliżu ogniskowej obiektywu, co redukuje sygnał z płaszczyzn znajdujących się poza płaszczyzną obrazowania [2]. Metoda ta opiera się na wzbudzeniu molekuł impulsami femtosekundowymi, zmieniającymi swoją długość wraz z propagacją wzdłuż osi optycznej. W efekcie możliwa objętość wzbudzenia uzyskana w naszym układzie ma wymiary ok. 20 μm x 20 μm x 2.4 μm. Dodatkowo, zbudowaliśmy układ umożliwiający połączenie Temporal-Focusingu ze skanem linią co zmniejsza grubość wzbudzenia do 1.8 μm.

Wcześniej Temporal Focusing był łączony z mikroskopią lokalizacyjną (PALM) [3], która poprawia tylko rozdzielczość lateralną. W naszym przypadku SOFI oferuje poprawę rozdzielczości we wszystkich trzech wymiarach, co prowadzi również do poprawy rozdzielczości aksjalnej. SOFI polega na odpowiedniej obróbce numerycznej serii zdjęć. W najprostszym przypadku obróbka polega na liczeniu wariancji sygnału dla każdego piksela na kamerze. W momencie gdy użyje się barwników, których intensywność fluorescencji zmienia się losowo w czasie, policzenie wariancji spowoduje polepszenie rozdzielczości o czynnik $\sqrt{2}$ [1].

SOFI działa najlepiej, gdy fluktuacje barwników są dostosowane do szybkości kamery. Takie dostosowanie umożliwiają kropki kwantowe, za pomocą których zabarwiliśmy mikrotubule w hodowli neuronów hipokampalnych szczura.



Rysunek 1. Temporal Focusing



Rysunek 2. Temporal Focusing with SOFI

Literatura

1. T. Dertinger, R. Colyer, G. Iyer, S. Weiss, J. Enderlein „Fast, background-free, 3d super-resolution optical fluctuation imaging (SOFI).” PNAS (2009).
2. D. Oron, E. Tal, Y. Silberberg „Scanningless depth-resolved microscopy.” Optic Express (2005).
3. A. Vaziri, J. Tang, H. Shroff, C. V. Shank „Multilayer three-dimensional super resolution imaging of thick biological samples.” PNAS (2008).

Ilościowa analiza zdolności obrazowania w mikroskopii bezsoczewkowej z wykorzystaniem druku dwufotonowego

E. Wdowiak[1,2], P. Arcab[1], M. Rogalski[1], M. Trusiak[1]*

[1]*Politechnika Warszawska, Wydział Mechatroniki, Instytut Mikromechaniki i Fotoniki, ul. św. A. Boboli 8, 02-525 Warszawa, Polska*

[2]*emilia.wdowiak.dokt@pw.edu.pl*

**maciej.trusiak@pw.edu.pl*

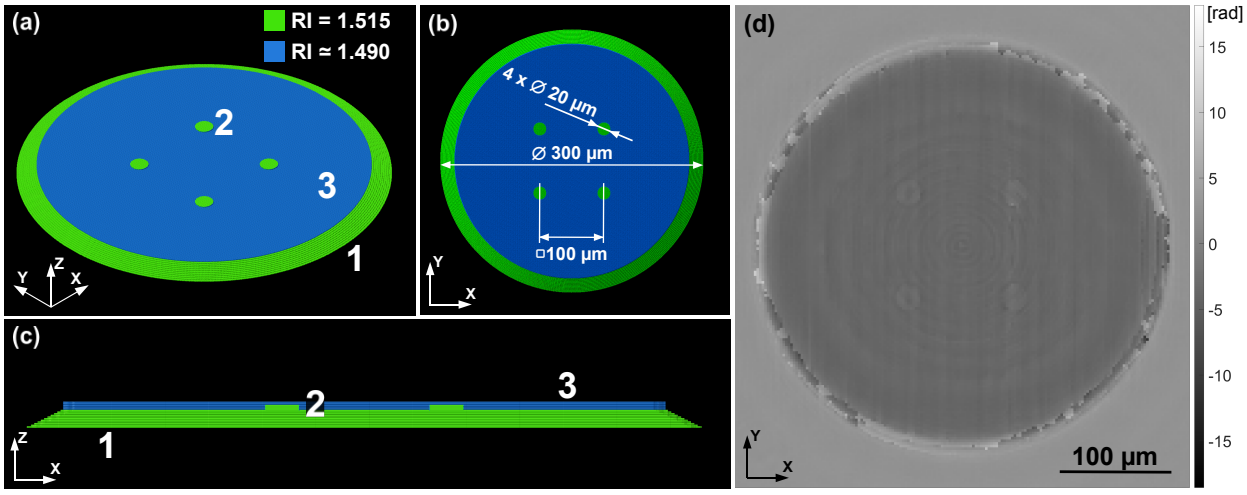
1. Wstęp

Cyfrowa bezsoczewkowa mikroskopia holograficzna (CBMH) umożliwia fazowe obrazowanie preparatów biologicznych i struktur technicznych. Brak typowych elementów optycznych w układzie pomiarowym nie tylko znacząco upraszcza konstrukcję i justowanie układu, obniża cenę zaproponowanego rozwiązania, ale również omija ograniczenia wynikające z apertury numerycznej optyki obrazującej badaną próbkę. W konsekwencji, hologram bezsoczewkowy koduje informację o niezwykle dużym polu pomiarowym (badane pole osiąga nawet kilkanaście cm^2) z rozdzielczością pojedynczych mikrometrów [1]. Aby uzyskać pełną informację o zespolonej amplitudzie obiektu, należy dokonać numerycznej propagacji hologramu do płaszczyzny obiektowej. Współpraca implementacji sprzętowej [2] z prężnie rozwijanymi rozwiązaniami numerycznymi [3] wymaga gruntownej analizy zdolności jakościowego i ilościowego obrazowania metodą CBMH. W tym celu, w niniejszej pracy zaproponowano nowy, niekonwencjonalny projekt testu rozdzielczości, którego geometria i charakterystyka optyczna zostały zaprojektowane dla dogłębnej analizy obrazowania CBMH.

2. Test rozdzielczości

Każdy badany obiekt modyfikuje fazę wiązki pomiarowej zależnie od dwóch czynników – grubości geometrycznej i współczynnika załamania (ang. *refractive index* RI). Projekt testów rozdzielczości może zatem uwzględniać rozdzielczość przestrzenną (geometrię w płaszczyźnie próbki XY), grubość geometryczną wzdłuż osi Z, ale również lokalną wartość RI w obrębie całej objętości testu. Kontrolę powyższych parametrów umożliwia technika trójwymiarowego wytarzania w mikroskali – polimeryzacja dwufotonowa, wykorzystana w tej pracy.

Zaproponowany test rozdzielczości, przedstawiony na Rys. 1, zbudowany jest z trzech głównych komponentów – 1 – podłoża bazowego, 2 – punktów rozdzielczości i 3 – stałej immersji (zgodnie z oznaczeniami z Rys. 1 (a), (c)). Wytwarzanie (drukowanie) punktów rozdzielczości na powierzchni podstawy zapewnia wysoką dokładność odwzorowania zadanej grubości (umożliwia zmianę elementarną co *100 nm*) oraz uniezależnienie testu od dewiacji kątowych podłoża druku. Stała immersja o niższej wartości RI, otaczająca punkty rozdzielczości, zapobiega rejestracji dużych nieciągłości fazowych, zapewniając wysoką czułość pomiaru. Struktura testu stanowi kompromis między możliwościami techniki wytwarzania i wysoką dokładnością odwzorowania parametrów fazowych, a geometrią uniezależnioną od artefaktów wynikających z rejestracji poosiowej, którymi obarczone jest obrazowanie CBMH (Rys. 1 (d)).



Rysunek 1. Schemat projektu testu rozdzielczości: (a) rzut izometryczny struktury z opisem RI oraz wyszczególnionymi elementami: 1 - podłoże, 2 - punkty rozdzielczości, 3 - stała immersja, (b) zwymiarowany widok z góry, (c) środkowy przekrój poprzeczny przez strukturę; (d) – rekonstrukcja mapy fazowej testu z pomiaru CBMH.

Literatura

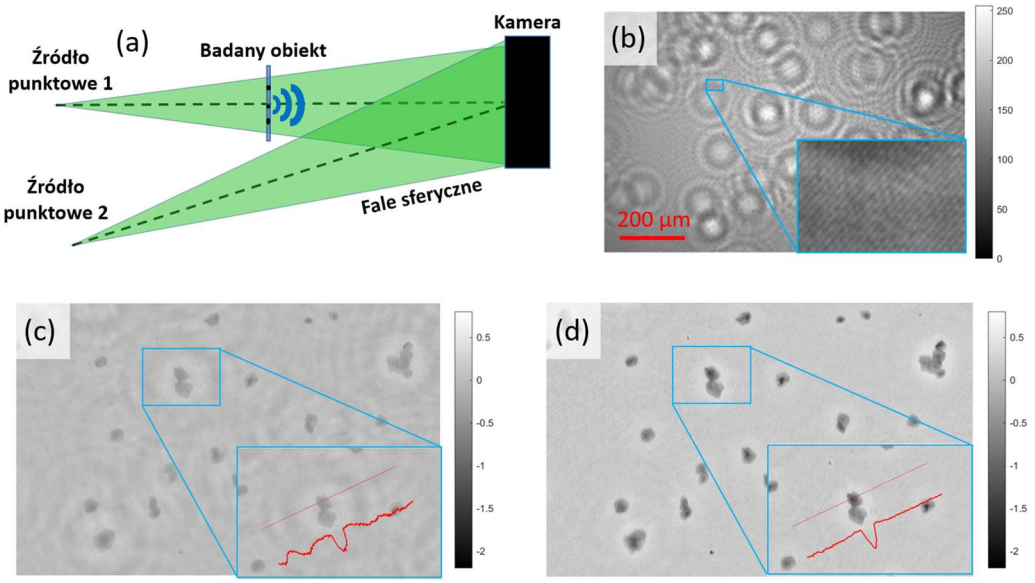
1. A. Greenbaum, W. Luo, T.-W. Su, Z. Göröcs, L. Xue, S. O. Isikman, A. F. Coskun, O. Mudanyali, A. Ozcan, "Imaging without lenses: achievements and remaining challenges of wide-field on-chip microscopy," *Nature Methods* 9, 889–895 (2012).
2. P. Arcab, B. Mirecki, M. Stefaniuk, M. Pawłowska, M. Trusiak "Experimental optimization of lensless digital holographic microscopy with rotating diffuser-based coherent noise reduction" *Optics Express* 30(24), 42810 (2022).
3. Y. Wu, A. Ozcan "Lensless digital holographic microscopy and its applications in biomedicine and environmental monitoring" *Methods* 136, 4–16 (2018).

5 lipca 2023, 10:50

Redukcja efektu „twin image” w bezsoczewkowej mikroskopii holograficznej ze sferyczną wiązką odniesienia

P. Arcab[1,*], M. Rogalski[1], E. Wdowiak[1], M. Trusiak[1,2],
[1]Wydział Mechatroniki Politechniki Warszawskiej, ul. Św. Andrzeja Boboli 8, 02-525 Warszawa, Polska
**piotr.arcab.dokt@pw.edu.pl, [2]maciej.trusiak@pw.edu.pl*

Bezsoczewkowa mikroskopia holograficzna [1] umożliwia obrazowanie dużego pola widzenia w prostym układzie, który można zbudować stosunkowo niskim kosztem. Możliwe jest to poprzez zarejestrowanie hologramu Gabora przez kamerę a następnie jego numeryczną propagację do płaszczyzny obiektu. Głównym problemem poosiowych układów holograficznych jest występowanie tzw. efektu bliźniaczego obrazu (z ang. twin image effect) nierozłącznie związanego z ich budową i fizyczną zasadą formowania obrazu. Istnieje wiele rozwiązań minimalizujących ten efekt np. algorytmy wykorzystujące zwielokrotnienie długości fal [2] czy odległości propagacji [3], które wymagają jednak iteracyjnego podejścia. Schemat na Rys. 1(a) przedstawia zaproponowaną modyfikację bezsoczewkowego układu mikroskopowego z wykorzystaniem dwóch identycznych źródeł, która umożliwia precyzyjne ustawienie pozycji źródeł, co wprost przekłada się na kontrolę nad wprowadzaną częstością nośną do hologramu. Rozdwojenie wiązki uzyskane zostało za pomocą rozdzielacza światłowodowego (Thorlabs TN560R5F1). Obiekt badany umieszczony jest w poosiowym ramieniu układu w taki sposób by nie zakłócał wiązki pozaosiowej. W celu rekonstrukcji zaproponowaliśmy również nieiteracyjny algorytm przetwarzania danych który wymaga rejestracji dwóch hologramów: pierwszy w zaproponowanym układzie oraz drugi z zasłoniętym źródłem 2 (Rys. 1). Do rekonstrukcji poosiowego hologramu bez efektu bliźniaczego obrazu wymagane jest posiadanie pełnej informacji o zespolonym polu optycznym w płaszczyźnie kamery. Fazę zespolonego pola optycznego hologramu odzyskujemy wykorzystując hologram z częstością nośną przedstawiony na Rys. 1(b), poprzez zastosowanie odpowiedniej maski w widmie Fouriera. Tak obliczona faza poza informacją o obiekcie posiada dodatkowy czynnik fazowy będący następstwem użycia drugiego źródła światła. Końcową fazę uzyskujemy poprzez uciąglenie oraz odjęcie wspomnianego czynnika. Po tych operacjach faza łączona jest z hologramem zarejestrowanym w standardowym układzie w zespolone pole optyczne w płaszczyźnie hologramu. Ostatnim krokiem jest wsteczna propagacja uzyskanego pola do płaszczyzny obiektu. Uzyskana w ten sposób rekonstrukcja umożliwia redukcję efektu bliźniaczego obrazu oraz pozwala na uzyskanie większego stosunku sygnału do szumu. Porównanie rekonstrukcji uzyskanej w standardowym układzie oraz w układzie z dwoma źródłami przedstawione zostało odpowiednio na Rys. 1(c) oraz Rys. 1(d).



Rysunek 1. (a) Schemat układu bezsoczewkowego mikroskopu z dwoma źródłami i sferyczną wiązką referencyjną, (b) przykładowy hologram komórek nabłonka policzka zarejestrowany z częstością nośną za pomocą zaproponowanego układu, (c) zrekonstruowana faza hologramu zarejestrowanego w standardowym układzie mikroskopu bezsoczewkowego, (d) zrekonstruowana faza uzyskana zaproponowaną metodą wykorzystującą dwa źródła światła.

Literatura

1. A. Greenbaum, W. Luo, T. W. Su, Z. Göröcs, L. Xue, S. O. Isikman, A. F. Coskun, O. Mudanyali, and A. Ozcan, "Imaging without lenses: Achievements and remaining challenges of wide-field on-chip microscopy," Nat. Methods **9**, (2012).
2. V. Micó, M. Rogalski, J. Á. Picazo-Bueno, and M. Trusiak, "Single-shot wavelength-multiplexed phase microscopy under Gabor regime in a regular microscope embodiment," Sci. Rep. **13**, 4257 (2023).
3. Y. Rivenson, Y. Wu, H. Wang, Y. Zhang, A. Feizi, and A. Ozcan, "Sparsity-based multi-height phase recovery in holographic microscopy," Sci. Rep. **6**, (2016)

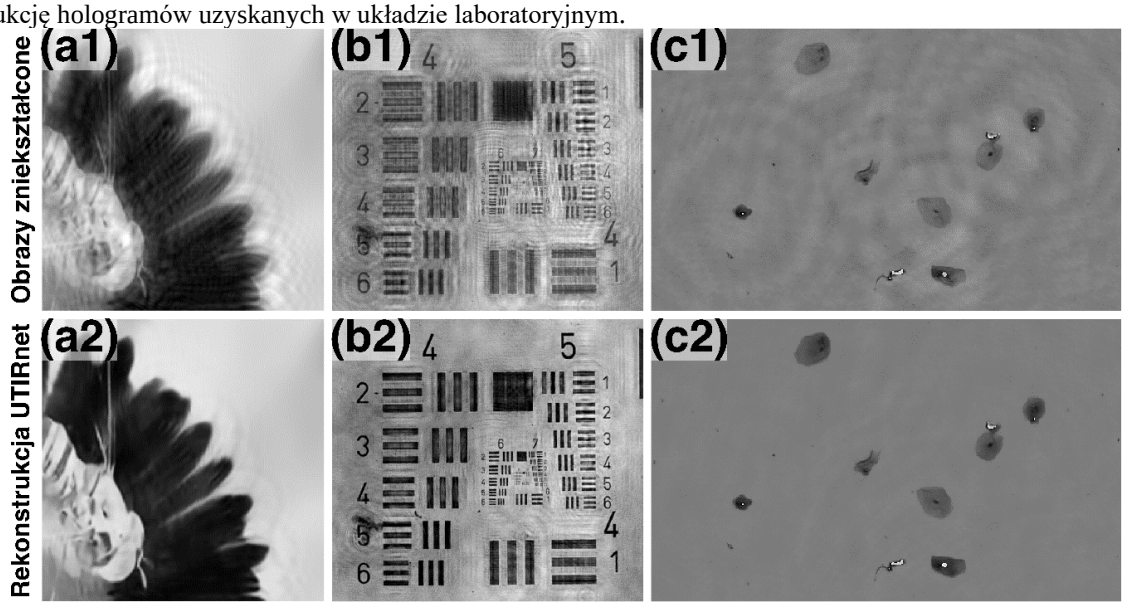
Sieć neuronowa do usuwania efektu obrazu sprzężonego w bezsoczewkowej mikroskopii holograficznej

M. Rogalski[1], P. Arcab[1] M. Trusiak[1]
[1]Wydział Mechatroniki Politechniki Warszawskiej, ul. św. Andrzeja Boboli 8, 02-525 Warszawa, Polska
mikolaj.rogalski.dokt@pw.edu.pl

Bezsoczewkowa mikroskopia holograficzna (BMH) jest techniką pozwalającą na obrazowanie próbek w dużym polu widzenia (nawet powyżej 100 mm^2) oraz bez użycia elementów optycznych [1]. Układy BMH charakteryzują się prostotą oraz niskim kosztem wykonania – w podstawowej konfiguracji taki układ może składać się jedynie z lasera, kamery oraz badanej próbki. Na kamerze rejestrowany jest tzw. hologram Gabora, który w celu rekonstrukcji należy przepropagować [2] do płaszczyzny ostrości. Jednakże, z uwagi na fakt, iż kamera nie rejestruje pełnej, zespolonej informacji o polu optycznym w płaszczyźnie hologramu (część fazowa jest gubiona), rekonstrukcja w płaszczyźnie obiektu jest zaburzona przez tzw. obraz sprzężony – przeogniskowaną informację obiektową znajdującą w „wirtualnej" płaszczyźnie za kamerą [1].

W celu redukcji efektu obrazu sprzężonego (EOS) można zastosować m.in., algorytm Gerchberga-Saxtona (GS) [3] lub metody regularyzacyjne [4]. Wymaga to jednak zebrania co najmniej 2 różnych hologramów, co znacznie komplikuje układ BMH (GS), bądź też konieczne są czasochłonne obliczenia oraz pewna informacja *a priori* o badanym obiekcie (regularyzacja). Wad tych pozbawione są metody wykorzystujące sieci neuronowe [5,6]. W tych rozwiązaniach, sieci są szkolone na przygotowanym wcześniej zbiorze uczącym, co po zakończeniu treningu pozwala im na redukcję EOS w szybki i niezawodny sposób. Główną wadą tych rozwiązań jest kłopotliwy i czasochłonny proces zbierania danych treningowych, które często wymagają znacznie bardziej złożonych układów niż ostateczna konfiguracja BMH [5,6]. Co więcej, z uwagi na małą różnorodność danych, sieci te mają tendencję do uzyskiwania gorszych wyników dla próbek różniących się od tych obecnych w zbiorze uczącym, przez co takie rozwiązania tracą na uniwersalności i wymagają każdorazowego doszkalania.

W tej pracy prezentujemy sieć neuronową UTIRnet, która w przeciwieństwie do poprzednich rozwiązań jest szkolona z wykorzystaniem numerycznie generowanego zbioru danych. Dzięki temu UTIRnet nie wymaga ani czasochłonnego procesu zbierania obrazów treningowych, ani konieczności rozbudowy układu BMH. Co więcej, dzięki pracy tylko z syntetycznymi obrazami uczącymi byliśmy w stanie wprowadzić ich dużą różnorodność, tym samym zmuszając sieć do nauczenia się, jak ogólnie zniwelować EOS, zamiast uczenia jej, rekonstruowania danego typu obiektów bez EOS. Przykładowy obraz użyty do uczenia sieci oraz wynik jego filtracji naszą siecią okazano na Rys. 1(a). Rys. 1(b) oraz 1(c) przedstawiają natomiast rekonstrukcję hologramów uzyskanych w układzie laboratoryjnym.



Rysunek 1. Obrazy zniekształcone przez EOS oraz ich rekonstrukcje z wykorzystaniem naszej sieci: (a) obraz syntetyczny, (b) test amplitudowy USAF, (c) faza komórek nabłonka policzka

Literatura

1. Y. Wu and A. Ozcan, "Lensless digital holographic microscopy and its applications in biomedicine and environmental monitoring," Methods 136, 4–16 (2018).
2. T. Kozacki, K. Falaggis, and M. Kujawinska, "Computation of diffracted fields for the case of high numerical aperture using the angular spectrum method," Appl. Opt. 51, 7080 (2012).
3. V. Micó, M. Rogalski, J. Á. Picazo-Bueno, and M. Trusiak, "Single-shot wavelength-multiplexed phase microscopy under Gabor regime in a regular microscope embodiment," Sci. Rep. 13, 4257 (2023).
4. W. Zhang, L. Cao, D. J. Brady, H. Zhang, J. Cang, H. Zhang, and G. Jin, "Twin-Image-Free Holography: A Compressive Sensing Approach," Phys. Rev. Lett. 121, 093902 (2018).
5. A. Sinha, J. Lee, S. Li, and G. Barbastathis, "Lensless computational imaging through deep learning," Optica 4, 1117 (2017).
6. Y. Rivenson, Y. Zhang, H. Günaydın, D. Teng, and A. Ozcan, "Phase recovery and holographic image reconstruction using deep learning in neural networks," Light Sci. Appl. 7, 17141–17141 (2018).

5 lipca 2023, 11:50, prezentacja plenarna

Badania struktury elektronowej wybranych pierwiastków pod kątem zastosowań w zegarach optycznych

Przemysław Głowacki[1,2]
[1]*Wydział Inżynierii Materiałowej i Fizyki Technicznej, Politechnika Poznańska, ul. Piotrowo 3, 60-695 Poznań*
[2]*Zakład Czasu i Częstotliwości, Główny Urząd Miar, ul. Elektoralna 2, 00-139 Warszawa*
e-mail: przemyslaw.glowacki@put.poznan.pl

Motywem przewodnim referatu będzie przedstawienie wyników badań dotyczących struktury wybranych pierwiastków: chromu, manganu i toru, pod kątem zastosowań w optycznych zegarach atomowych i nuklearnych. Prace badawcze prowadzono na Politechnice Poznańskiej oraz w PTB Braunschweig w Niemczech.

Zaprezentowane zostaną wyniki badań pozwalające na uzyskanie możliwie pełnego opisu elektronowej struktury energetycznej atomów wybranych pierwiastków z otwartą powłoką 3d - **chromu i manganu**, który mógłby stanowić podstawę efektywnych poszukiwań układów poziomów elektronowych o szczególnych własnościach, niezbędnych do zastosowań w dziedzinie kwantowej inżynierii i metrologii, a w szczególności do **optycznych zegarów atomowych** [1, 2].

Pozostała część prezentacji będzie obejmowała prace związane z pionierskim projektem **optycznego zegara nuklearnego** opartego na przejściu między stanem podstawowym i wzbudzonym (izomerem) **jądra izotopu 229 toru**, które powstały w ramach współpracy z wiodącą w tej dziedzinie grupą badawczą prof. E. Peika z PTB (Niemcy) [3].

Literatura

1. P. Głowacki, D. Stefańska, M. Elantkowska, J. Ruczkowski, „Proposed clock transition in atomic chromium and the possible detection schemes", Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **291**, 108331 (2022) https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2022.108331
2. P. Głowacki, D. Stefańska, J. Ruczkowski, M. Elantkowska, „Estimation of radiative parameters for atomic manganese from the point of view of possible clock transitions and laser cooling schemes", Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **276**, 107898 (2021) https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107898
3. J. Thielking, M. V. Okhapkin, P. Głowacki, D. M. Meier, L. von der Wense, B. Seiferle, Ch. E. Düllmann, P. G. Thirolf, E. Peik, „Laser spectroscopic characterization of the nuclear clock isomer ^{229m}Th", Nature **556**, 321-325 (2018) https://doi.org/10.1038/s41586-018-0011-8

5 lipca 2023, 12:30

Spektroskopia pasma (7-0) cząsteczki CO

S. Wójtewicz[1], A. A. Balashov[1], K. Bielska[1], G. Li[2], A. A. Kyuberis[3], J. Domysławska[1], R. Ciuryło[1], N. F. Zobov[4], D. Lisak[1], J. Tennyson[4], O. L. Polyansky[4]

[1]Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska
[2]Physikalisch-Technische Bundesanstalt), Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Niemcy
[3]Van Swinderen Institute for Particle Physics and Gravity, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747AG Groningen, Holandia
[4]Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, Wielka Brytania

szymon@umk.pl

Cząsteczka tlenku węgla, druga pod względem obfitości we Wszechświecie, odgrywa kluczową rolę w badaniach astrofizycznych. Znajomość jej danych spektroskopowych jest bardzo istotna w analizie składu atmosfer planet w Układzie Słonecznym jak i egzoplanet czy w badaniach procesu powstawania gwiazd. Cząsteczka CO jest istotna w monitorowaniu zanieczyszczeń w atmosferze Ziemi pochodzących m.in. ze spalania paliw kopalnych. Ponadto CO pośrednio przyczynia się do efektu globalnego ocieplenia, prowadząc, w reakcji z rodnikiem OH, do powstawania gazów cieplarnianych takich jak: dwutlenek węgla, metan, czy ozon.

Cząsteczka CO jest też ważnym punktem odniesienia dla bardzo dokładnych, zarówno eksperymentalnych jak i teoretycznych, badań natężeń linii widmowych [1]. Podobnie jak dla innych cząsteczek dwuatomowych linie absorpcyjne są dobrze izolowane, co ułatwia obserwacje doświadczalne. Z teoretycznego punktu widzenia obliczenia *ab initio* natężeń linii ułatwia stosunkowo niewielka liczba elektronów i brak przy tym atomów wodoru, których obecność komplikuje dokładne obliczenia ze względu na efekty nieadiabatyczne.

Zaprezentowane zostaną wyniki pomiarów kształtu linii pasma (7-0) tlenku węgla położonego w zakresie widzialnym. Wyniki otrzymano za pomocą techniki spektroskopii strat we wnęce (CRDS, *cavity ring-down spectroscopy*), która charakteryzuje się wysoką czułością i stabilnością osi częstości [2].

Jest to pierwsza eksperymentalna obserwacja tak wysokiego (7-0) i słabego (natężenia poniżej 2×10^{-29} cm/molekułę) widma nadtonu cząsteczki CO. W analizie danych konieczne było uwzględnienie efektów wychodzących poza powszechnie stosowany model Voigta, w szczególności efektów zależnych od prędkości absorbera [3]. Otrzymane parametry kształtu linii charakteryzują się w większości niepewnościami na poziomie kilku-kilkunastu MHz dla położenia linii oraz kilku procent dla pozostałych parametrów. Natężenia linii zostały porównane z wynikami obliczeń *ab initio* bazującymi na dokładnych krzywych momentu dipolowego i półempirycznych krzywych energii potencjalnej. Uzyskano zgodność pomiędzy teorią a doświadczeniem na poziomie kilku procent, a więc porównywalnym z otrzymanymi niepewnościami eksperymentalnymi [4].

Literatura

1. K. Bielska et al., “Subpromille Measurements and Calculations of CO (3-0) Overtone Line Intensities”, Phys. Rev. Lett. **129**, 043002 (2022).
2. K. Bielska et al., “Simultaneous observation of speed dependence and Dicke narrowing for self-perturbed P-branch lines of O_2 B band”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **276**, 107927 (2021).
3. P. R. Berman, “Speed-dependent collisional width and shift parameters in spectral profiles”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **12**, 1331 (1972).
4. A. A. Balashov et al., “Measurement and calculation of CO (7-0) overtone line intensities”, wysłane do J. Chem. Phys.

5 lipca 2023, 12:45

Badanie fibrylacji białek z użyciem mikroskopii absorpcji przejściowej

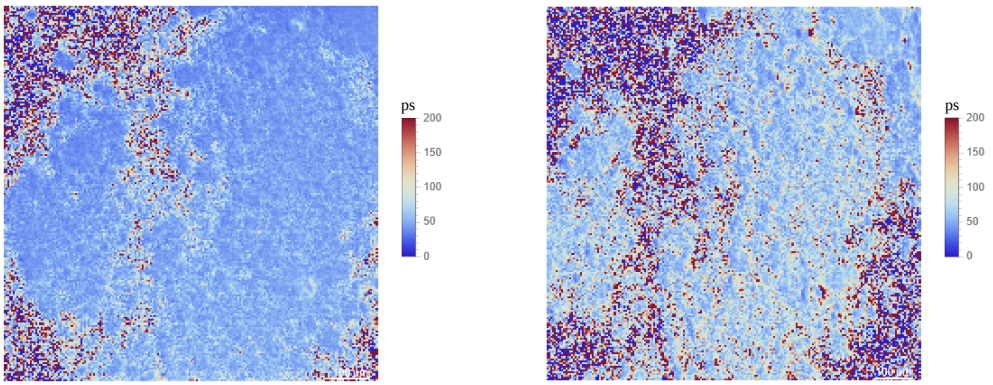
P. Słota[1], P. Fita[1]

[1]Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki, Instytut Fizyki Doświadczalnej, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa
Przemyslaw.Slota@fuw.edu.pl

Naszym celem było opracowanie układu mogącego obrazować wczesne stadia fibrylacji (tworzenia złogów, fibryli) białek. Procesy te są związane z wieloma chorobami neurodegeneracyjnymi, np. chorobą Creutzfeldta-Jakoba czy Parkinsona. Obecnie rutynowo używane techniki, oparte na rejestracji fluorescencji Tioflawiny T, umożliwiają badanie tylko końcowego etapu fibrylcji [1]. Tioflawina T jest barwnikiem, który w stanie wolnym nie wykazuje fluorescencji. Ujawnia się ona dopiero po związaniu z fibrylami, w wyniku czego znacznemu wydłużeniu ulega czas życia stanu wzbudzonego barwnika. Oddziaływanie z białkami na wczesnym etapie fibrylacji wydłuża czas życia stanu wzbudzonego, jednak w stopniu niewystarczającym do znaczącego zwiększenia wydajności fluorescencji barwnika. Zmiana czasu życia jest możliwa do wykrycia z użyciem mikroskopii absorpcji przejściowej.

Technika ta opiera się na oddziaływaniu dwóch ultrakrótkich (fs) impulsów światła laserowego za pośrednictwem stanów energetycznych molekuły barwnika. Impuls pochodzący z wiązki wzbudzającej jest absorbowany i powoduje przejście molekuły ze stanu podstawowego do wzbudzonego. W wyniku tego zmienia się oddziaływanie molekuły z impulsem sondującym [2]. Kluczowe jest dopasowanie centralnej długości fali impulsów wzbudzających i sondujących do badanych molekuł i ich przejść energetycznych. Wiązka pompująca jest zmodulowana, a modulacja ta przenosi się na wiązkę sondującą w wyniku oddziaływania z próbką i jest następnie wykrywana poprzez detekcję fazoczułą. Zmiana odległości czasowej pomiędzy impulsem pompującym a sondującym pozwala badać czas życia stanu wzbudzonego, na którym zachodzi oddziaływanie między impulsami. Połączenie techniki pompa-sonda z mikroskopią umożliwia obrazowanie przestrzennego rozkładu czasu życia stanu wzbudzonego.

W trakcie badań obrazowano aglomeraty białek w różnych stadiach procesu fibrylacji wybarwione Tioflawiną T. Na podstawie obrazowania dla różnych opóźnień pomiędzy impulsami wyznaczono czas życia stanu wzbudzonego barwnika. Zaobserwowano, że czas życia zmierzony dla danej próbki aglomeratów, wydłuża się, gdy pomiędzy kolejnymi pomiarami próbka poddana jest inkubacji. Otrzymane wyniki pozwalają przypuszczać, że mikroskopia absorpcji przejściowej jest narzędziem, które pozwoli na lepsze zrozumienie procesu fibrylacji, a możliwość wykrywania zmian chorobotwórczych przed wystąpieniem objawów rozszerzy możliwości leczenia.



Rysunek 1. Zmiana czasu życia stanu wzbudzonego ThT w aglomeratach insuliny w wyniku inkubacji pomiędzy pomiarami. Przestrzenne rozkłady czasu życia uzyskane przy użyciu mikroskopu absorpcji przejściowej: lewy – przed inkubacją, prawy – po inkubacji. Czasy życia w pikosekundach.

Literatura

1. Cristine Xue, Tiffany Yuwen Lin, Dennis Chang, and Zhefeng Guo. “Thioflavin T as an amyloid dye: fibril quantification, optimal concentration and effect on aggregation.” Royal Society Open Science, 4(1):160696, 2017.
2. Martin C. Fischer, Jesse W. Wilson, Francisco E. Robles, and Warren S. Warren. “Pump-probe microscopy.” Review of Scientific Instruments, 87(3):031101, 2016.

5 lipca 2023, 13:00

Obliczenia zderzeń molekularnych i populowanie bazy danych parametrów kształtów linii widmowych

N. Stolarczyk[1], **H. Jóźwiak**[1], **P. Wcisło**[1]

[1]*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska*

NikodemStolarczyk319@gmail.com

Kształt linii widmowej poza modelem Voigta jest zakodowany w sześciu parametrach: poszerzeniu i przesunięciu zderzeniowemu, γ_0 i δ_0, ich zależnościach od prędkości, γ_2 i δ_2 oraz rzeczywistej i urojonej części parametru Dickego, $\tilde{\nu}^r_{opt}$ i $\tilde{\nu}^i_{opt}$. Właściwy opis kształtu linii widmowych oraz ich zależności temperaturowych jest istotny z punktu widzenia badań spektroskopowych atmosfery Ziemi, innych planet Układu Słonecznego oraz egzoplanet. Analiza widm atmosferycznych wymaga referencyjnych zbiorów danych zawierających parametry i ich zależności temperaturowe dla różnych przejść danego układu molekularnego. Najbardziej popularną bazą danych gromadzącą informacje spektroskopowe jest HITRAN [1].

Moje wystąpienie będzie poświęcone metodologii generowania zestawów danych parametrów kształtu linii widmowych obliczonych z zasad pierwszych. Przedstawię strukturę bazy danych HITRAN oraz sposób gromadzenia i reprezententowania parametrów kształtów linii widmowych. Omówię model zależności temperaturowej double-power-law (DPL) [2, 3], który zapewnia uniwersalną, prostą i dokładną parametryzację dla każdego z sześciu parametrów kształtu linii. Zaprezentuję również nowy standard modelu kształtu linii widmowej przyjęty niedawno w bazie danych HITRAN, który zostanie niedługo wprowadzony do biblioteki HAPI (HITRAN Application Programming Interface) [4].

Na końcu zaprezentuję działanie metodologii obliczeniowej w praktyce, na przykładach 3480 linii H_2 oraz 11575 linii HD zaburzonych helem [5, 6].

Literatura

1. I.E. Gordon, L.S. Rothman, R.J. Hargreaves, R. Hashemi, E.V. Karlovets, F.M. Skinner, E.K. Conway, C. Hill, R.V. Kochanov, Y. Tan, P. Wcisło, A.A. Finenko, K. Nelson, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, A. Campargue, K.V. Chance, A. Coustenis, B.J. Drouin, J.–M. Flaud, R.R. Gamache, J.T. Hodges, D. Jacquemart, E.J. Mlawer, A.V. Nikitin, V.I. Perevalov, M. Rotger, J. Tennyson, G.C. Toon, H. Tran, V.G. Tyuterev, E.M. Adkins, A. Baker, A. Barbe, E. Canè, A.G. Császár, A. Dudaryonok, O. Egorov, A.J. Fleisher, H. Fleurbaey, A. Foltynowicz, T. Furtenbacher, J.J. Harrison, J.–M. Hartmann, V.–M. Horneman, X. Huang, T. Karman, J. Karns, S. Kassi, I. Kleiner, V. Kofman, F. Kwabia–Tchana, N.N. Lavrentieva, T.J. Lee, D.A. Long, A.A. Lukashevskaya, O.M. Lyulin, V.Yu. Makhnev, W. Matt, S.T. Massie, M. Melosso, S.N. Mikhailenko, D. Mondelain, H.S.P. Müller, O.V. Naumenko, A. Perrin, O.L. Polyansky, E. Raddaoui, P.L. Raston, Z.D. Reed, M. Rey, C. Richard, R. Tóbiás, I. Sadiek, D.W. Schwenke, E. Starikova, K. Sung, F. Tamassia, S.A. Tashkun, J. Vander Auwera, I.A. Vasilenko, A.A. Vigasin, G.L. Villanueva, B. Vispoel, G. Wagner, A. Yachmenev, S.N. Yurchenko, "The HITRAN2020 molecular spectroscopic database" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 277 p. 107949 (2022).
2. N. Stolarczyk, F. Thibault, H. Cybulski, H. Jóźwiak, G. Kowzan, B. Vispoel, I.E. Gordon, L.S. Rothman, R.R. Gamache, P. Wcisło, "Evaluation of different parameterizations of temperature dependences of the line-shape parameters based on ab initio calculations: Case study for the HITRAN database" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 240 p. 106676 (2020).
3. R.R. Gamache and B. Vispoel, "On the temperature dependence of half-widths and line shifts for molecular transitions in the microwave and infrared regions" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 217 p. 440-452 (2018).
4. R.V. Kochanov, I.E. Gordon, L.S. Rothman, P. Wcislo, C. Hill, J.S. Wilzewski, "HITRAN Application Programming Interface (HAPI): A comprehensive approach to working with spectroscopic data" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 177 p. 15-30 (2016).
5. P. Wcisło, F. Thibault, N. Stolarczyk, H. Jóźwiak, M. Słowiński, M. Gancewski, K. Stankiewicz, M. Konefał, S. Kassi, A. Campargue, Y. Tan, J. Wang, K. Patkowski, R. Ciuryło, D. Lisak, R. Kochanov, L.S. Rothman, I.E. Gordon, "The first comprehensive dataset of beyond-Voigt line-shape parameters from ab initio quantum scattering calculations for the HITRAN database: He-perturbed H_2 case study" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 260 p. 107477 (2021).
6. K. Stankiewicz, N. Stolarczyk, H. Jóźwiak, F. Thibault, P. Wcisło, "Accurate calculations of beyond-Voigt line-shape parameters from first principles for the He-perturbed HD rovibrational lines: A comprehensive dataset in the HITRAN DPL format" *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, Vol. 276 p. 107911 (2021).

5 lipca 2023, 13:15

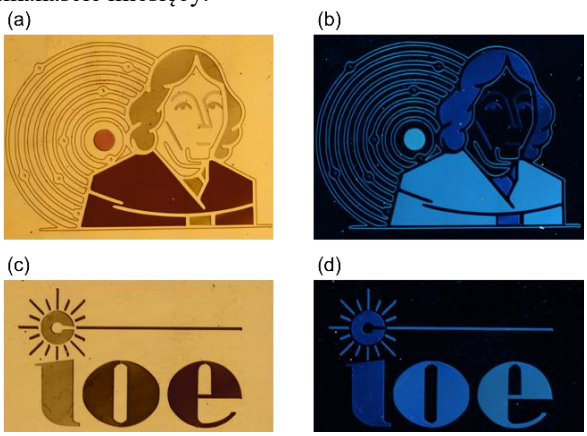
Plazmoniczny kolor strukturalny nieuporządkowanych nanostruktur metalicznych

P. Nyga[1], M. P. Nowak[1], B. Stępak[2], M. Pielach[3], Y. Stepanenko[3], T. Wojciechowski[4], B. Bartosewicz[1], U. Chodorow[5], M. Jakubaszek[1], P. Wachulak[1]

[1]Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, Polska
[2]Fluence sp. z o.o., Kolejowa 5/7, 01-217 Warszawa, Polska
[3]Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa, Polska
[4]Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Aleja Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, Polska
[5]Wydział Nowych Technologii i Chemii, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, Polska
e-mail piotr.nyga@wat.edu.pl

Kolor strukturalny wynika z rozproszenia światła przez nano- i mikrostruktury dielektryczne a nie z obecności w materiale barwników. Przykładami koloru strukturalnego w naturze są np. motyle i żuki. Szczególnym typem koloru strukturalnego jest „kolor plazmoniczny", który wynika z nanostruktur metaliczno-dielektrycznych. Powstaje on na skutek absorpcji i rozproszenia światła z powodu wzbudzenia rezonansów plazmonicznych – oscylacji swobodnych elektronów w nanostrukturach metalicznych (stosowane metale to zazwyczaj Ag, Au lub Al) [1]. W ostatnim czasie pojawiło się zainteresowanie kolorem plazmonicznym nieuporządkowanych struktur metalicznych, które są relatywnie łatwe w wytwarzaniu, gdyż nie wymagają technik litograficznych. Struktury te charakteryzują się absorpcją w szerokim zakresie widmowym, która może być modyfikowana impulsami lasera [2-5]. Daje to możliwość „laserowego kolorowego druku plazmonicznego".

W pracy przedstawimy struktury o konstrukcji: nieciągła cienka warstwa glinu / warstwa dielektryka / zwierciadło z glinu. Struktury wytworzyliśmy techniką próżniową. Zmieniając parametry wytwarzania (np. grubości warstw) możliwe jest uzyskanie różnych kolorów. W eksperymentach zastosowaliśmy glin ze względu na jego samo-pasywację. Struktury zmodyfikowaliśmy laserem femtosekundowym (Jasper 10, Fluence) i uzyskaliśmy zmiany charakterystyk odbicia spektralnego i dyfuzyjnego struktur, a dzięki temu koloru obserwowanego w jasnym i ciemnym polu. Obrazy w ciemnym polu są „negatywem" obrazów w jasnym polu. Na rysunku 1 przedstawione są przykładowe obrazki. Zmodyfikowane struktury są stabilne co najmniej kilkanaście miesięcy.



Rysunek 1. Obrazy wydrukowane laserowo na nieuporządkowanej strukturze metalicznej (Al/TiO_2/zwierciadło Al). (a) i (b) Rysunek przedstawiający Mikołaja Kopernika i układ słoneczny, (c) i (d) logo Instytutu Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej. (a) i (c) obserwowane w jasnym polu, (b) i (d) obserwowane w ciemnym polu obserwowane za pomocą mikroskopu optycznego.

Opracowana technika może być wykorzystana do wytwarzania stabilnych podłoży do powierzchniowo wzmocnionych spektroskopii, zabezpieczeń antypodróbkowych oraz biżuterii i elementów artystycznych.

Praca została sfinansowana przez Wojskową Akademię Techniczną w ramach projektu nr UGB/23-759/2020/WAT.

Literatura

1. M. Song, D. Wang, S. Peana, S. Choudhury, P. Nyga, Z. A. Kudyshev, H. Yu, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, A. V. Kildishev, "Colors with Plasmonic Nanostructures: A Full-Spectrum Review," Appl. Phys. Rev. **6**, 041308 (2019).
2. A. S. Roberts, S. M. Novikov, Y. Yang, Y. Chen, S. Boroviks, J. Beermann, N. A. Mortensen, S. I. Bozhevolnyi, "Laser Writing of Bright Colors on Near-Percolation Plasmonic Reflector Arrays," ACS Nano, **13**, 71–77 (2019).
3. P. Nyga, S. N. Chowdhury, Z. Kudyshev, M. D. Thoreson, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, "Laser-Induced Color Printing on Semicontinuous Silver Films: Red, Green and Blue," Opt. Mater. Express, **9**, 1528 (2019).
4. S. N. Chowdhury, P. Nyga, Z. A. Kudyshev, E. Garcia Bravo, A. S. Lagutchev, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, "Lithography-Free Plasmonic Color Printing with Femtosecond Laser on Semicontinuous Silver Films," ACS Photonics **8**, 521–530 (2021).
5. M. P. Nowak, B. Stępak, M. Pielach, Y. Stepanenko, T. Wojciechowski, B. Bartosewicz, U. Chodorow, P. Wachulak, P. Nyga, "Femtosecond Laser Modification of Plasmonic Color and Diffuse Reflectance of Semicontinuous Aluminum Film-Insulator-Metal Mirror Structures," in Proc. SPIE 12131, Nanophotonics IX, 121310W (24 May 2022).

5 lipca 2023, 15:00, prezentacja plenarna

Dodawanie wiązek laserowych; koncepcje i wybrane aplikacje

Jan Jabczyński[1]

[1]*Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna gen. Sylwestra Kaliskiego 2 00-908 Warszawa, Polska*

e-mail Autora: jan.jabczyński@wat.edu.pl

Lasery wielkich mocy [1-4] mają dwa główne obszary zastosowań: fizyka wielkich intensywności [1-2] oraz broń skierowanej energii [3]. Efekty nieliniowe stanowią podstawowe ograniczenie mocy szczytowych i średnich tych źródeł promieniowania. Stąd wynikła potrzeba łączenia/ dodawania We wstępie omówiono podstawowe własności, schematy i technologie łączenia wiązek światła oraz stan prac prowadzonych na świecie w ostatnich latach.. Jedną z przełomowych technologii w tym obszarze fotoniki jest spójne łączenie wiązek świtała (***c****oherent* ***b****eam* ***c****ombining* - *CBC*) [2, 4-7]. Szczególny nacisk położono na analizę schematu spójnego łączenia wiązek w układzie segmentowej apertury (***c****oherent* ***b****eam* ***c****ombining* – ***t****iled* ***a****perture* – *CBC-TA*). Przedstawiono tu także wyniki prac prowadzonych w tej tematyce w Instytucie Optoelektroniki WAT w ostatnich latach, w tym analizę wpływu zaburzeń w strefie bliskiej oraz turbulencji atmosfery na własności ogniska CBC-TA. W dalszej części przedstawiono możliwości generacji światła strukturalnego z wykorzystaniem techniki CBC-TA w tym wiązek wirowych i pułapek optycznych [8,9]. Na zakończenie przedstawiono opinie autora odnośnie realizowalności i potencjalnych przyszłych aplikacji tego obszaru technologii laserowej.

Literatura

1. C.N. Danson et al.„Petawatt and Exawatt class lasers worldwide,” High Power laser Science and Engineering, 7, (2019).
2. G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, J. Limpert, „The future is fiber accelerators,” Nature Photonics, 7, 258 (2013).
3. J. Hecht,”Testing 50 kW lasers in weapon systems,” Lase Focus World, (2021).
4. H. Fathi, M. Nari, R. Gumenyuk, „Towards Ultimate High-Power Scaling: Coherent beam Combining of Fiber Lasers,” MDPI Photonics, 8, 566 (2021).
5. M.N. Zervas, „Transverse mode instability, thermal lensing and power scaling in Yb^{3+} -doped high-power fiber amplifiers,” Opt. Express 27, 19019, (2019).
6. T. Y. Fan, „Laser Beam Combining for High-Power, High-Radiance Sources,” IEEE J. of Sel. Top. Quantum Electron. 11(3), 567-577 (2005).
7. B. Arnaud, and A. Brignon, *Coherent Laser beam Combining*, (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, 2013).
8. D. Lin, J. Carpenter, Y. Feng, S. Jain, Y. Jung, Y. Feng, M.N. Zervas, D.J. Richardson, „Reconfigurable structured light generation in a multicore fibre amplifier,” Nat. Commun., 11, 3986 (2020).
9. J. Jabczynski, P. Gontar, L. Gorajek, W. Zendzian, „Segmented Vortex Wavefront Coherent Beam Combining,” AIP Advances, 12 (2022).

5 lipca 2023, 15:40

Detekcja węglowodorów w średniej podczerwieni przy użyciu optycznego grzebienia częstotliwości oraz światłowodu antyrezonansowego z rdzeniem powietrznym

D. Tomaszewska-Rolla[1*], P. Jaworski[1], D. Wu[2,3], F. Yu[2,3], A. Foltynowicz[4], K. Krzempek[1], G. Soboń[1]

[1]Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370, Wrocław

[2]Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou 310024, Chiny

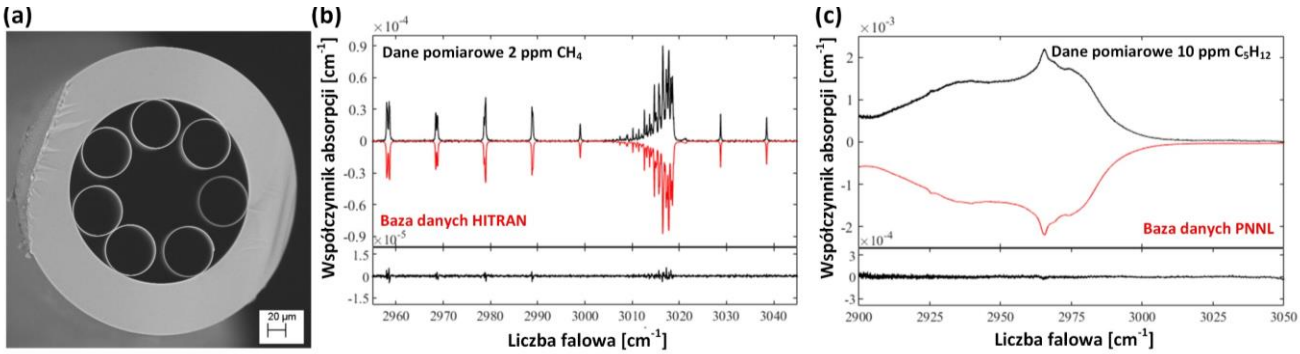
[3]Key Laboratory of Materials for High Power Laser, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 201800 Shanghai, Chiny

[4]Department of Physics, Umeå University, 901 87 Umeå, Szwecja

** dorota.tomaszewska-rolla@pwr.edu.pl*

Optyczne grzebienie częstotliwości mogą służyć jako źródło promieniowania w pomiarach spektroskopowych zapewniając wysoką czułość, rozdzielczość i szybkość. Najsilniejsze linie absorpcyjne wielu molekuł znajdują się w zakresie spektralnym średniej podczerwieni (>3 μm). Chcąc zwiększyć detekcyjność układów spektroskopowych prowadzi się do wydłużenia drogi interakcji światła z gazem, klasycznie realizowanego poprzez komórki wieloprzejściowe. Mają one jednak pewne wady, związane np. z trudnością wprowadzenia światła, dużymi stratami czy też niepożądanymi interferencjami. Alternatywnym podejściem jest zastosowanie tzw. światłowodów antyrezonansowych z rdzeniem powietrznym (ang. anti-resonant hollow core fibers, ARHCF) [1]. Charakteryzują się one szerokimi oknami transmisji światła o niskich stratach, wysoką jakością dostarczanej wiązki, a dzięki powietrznemu rdzeniowi, można je napełnić próbką gazu docelowego, co pozwala na ich zastosowanie w spektroskopii laserowej jako absorpcyjne komórki gazowe.

Niniejsza praca przedstawia pierwszą demonstrację połączenia techniki spektroskopii Fourierowskiej z wykorzystaniem optycznego grzebienia częstotliwości w średniej podczerwieni oraz 25-metrowej komórki absorpcyjnej opartej na samodzielnie wykonanym, całkowicie krzemionkowym światłowodzie antyrezonansowym. Źródłem promieniowania laserowego wzbudzającego molekuły mierzonych gazów był grzebień optyczny pokrywający zakres spektralny 3100 – 3450 nm, o średniej mocy wyjściowej 70 mW [2]. Wiązka laserowa była sprzęgana do światłowodu antyrezonansowego o średnicy rdzenia 84 μm, a widmo wyjściowe rejestrowano za pomocą spektrometru Fourierowskiego. Na Rys. 1(a) przedstawiono obraz SEM użytego światłowodu. Na Rys. 1(b) oraz (c) kolorem czarnym przedstawiono współczynniki absorpcji obliczone z widm transmisyjnych za pomocą prawa Lamberta-Beera odpowiednio dla metanu (CH_4) oraz pentanu (C_5H_{12}). Czerwona krzywa pokazuje dopasowane modele współczynników absorpcji obliczone dla warunków eksperymentu z wykorzystaniem rozkładu Voigta i parametrów linii z bazy HITRAN 2016 dla CH_4 oraz bazy PNNL dla C_5H_{12}. Stężenia gazów były jedynymi parametrami dopasowania, a linia bazowa pozostała po procesie normalizacji została usunięta metodą analizy cepstralnej [3]. Residuum dopasowania zaprezentowano na dolnym panelu Rys. 1(b) i (c), potwierdzając doskonałą zgodność pomiędzy danymi eksperymentalnymi a modelem.



Rysunek 1. (a) Obraz SEM zastosowanego ARHCF. (b) i (c) widma absorpcyjne (kolor czarny) odpowiednio CH_4 i C_5H_{12} zmierzone przy użyciu optycznego grzebienia częstotliwości w porównaniu z widmami z baz danych HITRAN oraz PNNL (kolor czerwony). Residuum dopasowania pokazane jest w dolnym panelu.

Podsumowując, zaprezentowano pierwszą demonstrację szerokopasmowego detektora gazów opartego na optycznym grzebieniu częstotliwości, wykorzystującego światłowód antyrezonansowy z rdzeniem powietrznym jako komórkę absorpcyjną, zdolnego do wykrywania gazów posiadających linie absorpcyjne w paśmie średniej podczerwieni. Badania sfinansowano przez Ministerstwo Edukacji i Nauki (DG2018 006648), Fundację na rzecz Nauki Polskiej (POIR.04.04.00-00-434D/17-00) oraz Narodowe Centrum Nauki (M-ERA.NET 2 Call 2019, 2019/01/Y/ST7/00088).

Literatura

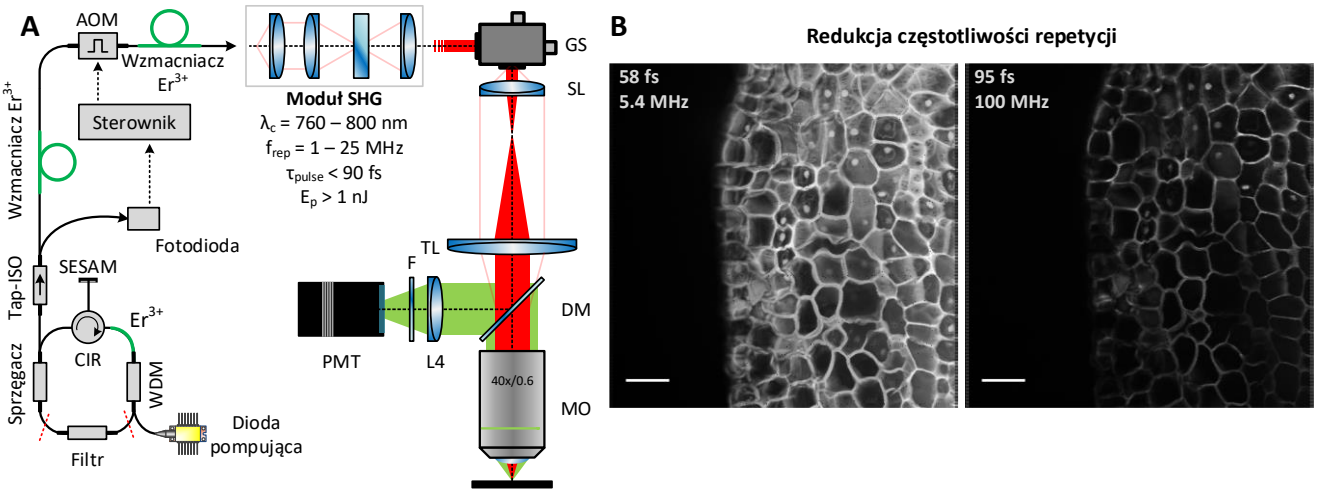
1. W. Belardi and J. C. Knight, "Hollow antiresonant fibers with low bending loss," Opt. Express **22**, 10091–10096 (2014).
2. K. Krzempek, D. Tomaszewska, A. Foltynowicz, and G. Sobon, "Fiber-based optical frequency comb at 3.3 μm for broadband spectroscopy of hydrocarbons [Invited]," Chin. Opt. Lett. **19**, 081406 (2021).
3. R. K. Cole, A. S. Makowiecki, N. Hoghooghi, and G. B. Rieker, "Baseline-free Quantitative Absorption Spectroscopy Based on Cepstral Analysis," Opt.Express **27**, 37920–37939 (2019).

Kompaktowy przestrajalny femtosekundowy laser światłowodowy dla mikroskopii wielofotonowej

Jakub Bogusławski, Dorota Stachowiak, Alicja Kwaśny, Grzegorz Soboń
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże S. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
jakub.boguslawski@pwr.edu.pl

Mikroskopia wielofotonowa wykorzystuje nieliniowe oddziaływanie z próbką jako kontrast i staje się coraz bardziej powszechna w naukach biomedycznych. Niemniej jednak, rozwój tej techniki wymaga zaawansowanych źródeł impulsów femtosekundowych, a najbardziej wymagające zastosowania, takie jak neurologia czy okulistyka, wymagają precyzyjnie dobranych parametrów lasera wzbudzającego. Pozwala to na zwiększenie głębokości penetracji, poprawę kontrastu i zmniejszenie fototoksyczności [1,2]. W tej pracy proponujemy kompaktowy, femtosekundowy laser światłowodowy z regulowaną częstotliwością repetycji impulsów i długością fali. Pokazujemy, że obie cechy mogą być wykorzystane do zwiększenia jasności obrazów w mikroskopii wielofotonowej.

Rysunek 1A przedstawia schemat lasera wraz z układem mikroskopu. Laser wykorzystuje wyłącznie włókna utrzymujące polaryzację i składa się z niskoszumnego oscylatora erbowego, dwustopniowego wzmacniacza i układu wybierającego impulsy [3]. Laser generuje ultrakrótkie (<40 fs) impulsy o szerokim widmie optycznym (λ_c=1560 nm), które następnie są podwajane częstotliwościowo przy użyciu kryształu nieliniowego MgO:PPLN (moduł SHG). Laser daje możliwość regulacji centralnej długości fali w zakresie 760 - 800 nm (a czas trwania impulsu mieści się w granicach 58-90 fs). Energia impulsu wynosi >1nJ, a częstotliwość powtarzania impulsów może być regulowana w zakresie 1 – 25 MHz.



Rysunek 1. A) Schemat układu lasera i mikroskopu wielofotonowego. B) Obrazy fluorescencyjne uzyskane przy użyciu naszego źródła (58 fs, 5,4 MHz) i komercyjnego lasera (95 fs, 100 MHz). Skala: 100 μm.

Laser został połączony z mikroskopem wielofotonowym [4]. Rysunek 1B przedstawia porównanie obrazów fluorescencji wzbudzonej dwufotonowo uzyskanych przy użyciu naszego lasera (768 nm, 58 fs i 5,4 MHz) i konwencjonalnego, komercyjnie dostępnego lasera (Menlo T-Light, 780 nm, 95 fs i 100 MHz) podwojonego częstotliwościowo w podobnym module. Oba obrazy zostały zarejestrowane przy użyciu 2,4 mW średniej mocy w płaszczyźnie próbki. Nasz laser dał znacznie jaśniejsze obrazy o zwiększonym poziomie szczegółowości. Przypisujemy ten efekt znacznie zmniejszonej częstotliwości repetycji i skróconemu czasowi trwania impulsu. Te kluczowe cechy umożliwiają wykorzystanie źródła w zastosowaniach, wymagających różnych długości fal roboczych i zapewniających jaśniejsze obrazy dzięki możliwości regulacji częstotliwości repetycji impulsów.

Finansowanie: Narodowe Centrum Badań i Rozwoju (LIDER/32/0119/L-11/19/NCBR/2020).

Literatura

1. K. Charan, B. Li, M. Wang, C. P. Lin, C. Xu, “Fiber-based tunable repetition rate source for deep tissue two-photon fluorescence microscopy,” Biomed. Opt. Express 9(5), 2304-2311 (2018).
2. J. Boguslawski, G. Palczewska, S. Tomczewski, J. Milkiewicz, P. Kasprzycki, D. Stachowiak, K. Komar, M. J. Marzejon, B. L. Sikorski, A. Hudzikowski, A. Głuszek, Z. Łaszczych, K. Karnowski, G. Soboń, K. Palczewski, M. Wojtkowski, “In vivo imaging of the human eye using a two-photon excited fluorescence scanning laser ophthalmoscope,” J. Clin. Investig. 132(2), e154218 (2021).
3. D. Stachowiak, J. Bogusławski, A. Głuszek, Z. Łaszczych, M. Wojtkowski, G. Soboń, “Frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser for two-photon excited fluorescence imaging,” Biomed. Opt. Express 11, 4431-4442 (2020)
4. A. Kwaśny, J. Bogusławski, G. Soboń, “Multiphoton scanning laser microscope based on a femtosecond fiber laser,” Photonics Lett. Pol. 14(4), 74-76 (2022).

5 lipca 2023, 16:10

Obrazowanie *in vivo* komórek zwojowych oka ludzkiego za pomocą przestrzenno-czasowej tomografii optycznej (STOC-T)

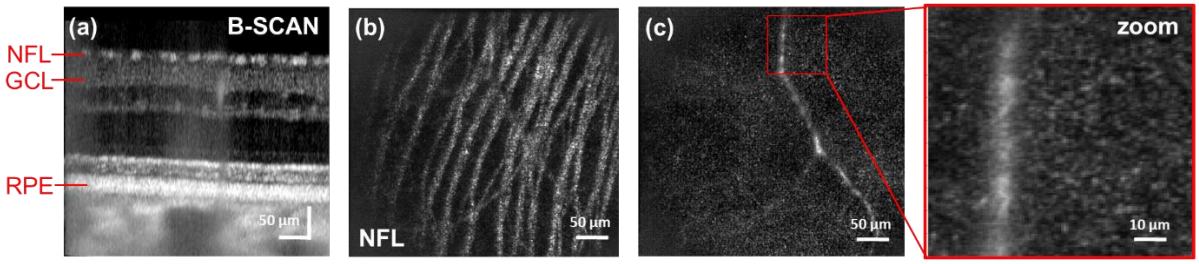
M. Mikuła-Zdańkowska[1,4], D. Borycki[1,2], P. Węgrzyn[1,2,3], S. Tomczewski[1,2], M. Wojtkowski[1,2]
[1]*Międzynarodowe Centrum Badań Oka – ICTER, ul. Skierniewicka 10a, 01-230 Warszawa, Polska*
[2]*Instytut Chemii Fizyczne Polskiej Akademii Nauki, ul. Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa, Polska*
[3]*Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, 02-093 Warszawa, Polska*
[4]*e-mail Autorki: mmikula@ichf.edu.pl*

1. Optyczna tomografia z czasowo-przestrzenną modulacją w pełnym polu z obniżonym przesłuchem optycznym

Metoda tomografii optycznej z wykorzystaniem detekcji fourierowskiej (ang. Fourier Domain Optical Coherence Tomography, FD-OCT) do analizy sygnału umożliwia szybkie, nieinwazyjne oraz objętościowe obrazowanie warstw siatkówki podczas pomiarów *in vivo*, które stanowią jedno z najważniejszych wyzwań współczesnej diagnostyki chorób oczu. W przeciwieństwie do klasycznie wykorzystywanych urządzeń FD-OCT bazujących na metodach skaningowych, w ostatnich latach rozwijana jest metoda pozwalająca na jednoczesne obrazowanie struktur w pełnym polu widzenia [1] (ang. Full Field FD-OCT, FF-FD-OCT), która wykorzystuje przestrajalne źródła światła o wysokiej spójności oraz równoległą akwizycję danych za pomocą ultraszybkiej kamery. Metoda FF-FD-OCT zapewnia: (a) dostęp do stabilnej przestrzennej informacji fazowej, (b) stałą poosiową wysoką gęstość mocy, (c) łatwość projektowania wiązki oświetleniowej. Ze względu na zastosowanie wiązki o spójności przestrzennej i czasowej w FD-FF-OCT rejestrowany sygnał narażony jest na silną modulację amplitudy spowodowaną nieuporządkowaną interferencją fal wtórnych powstających w wyniku rozproszenia światła na strukturach mierzonego obiektu. Modulacja ta widoczna jest jako szum zwany przesłuchem optycznym [2], który ogranicza zakres obrazowania FF-FD-OCT. W ostatnich latach, w celu rozwiązania tego ograniczenia zaproponowano nową technikę obrazowania – przestrzenno-czasową tomografię optyczną (ang. Spatio-Temporal OCT, STOC-T) [3-4]. Metoda ta polegająca na zmniejszeniu spójności przestrzennej w układzie poprzez połączenie przestrajalnego lasera z układem obrazującym za pomocą odpowiednio dobranego światłowodu wielomodowego. W efekcie otrzymywana jest selektywna interferencja, zależna od spójności przestrzennej w danym punkcie, która pozwala na tłumienie szumów w pełnym polu oświetlenia. Rozwiązanie to umożliwia objętościowe obrazowanie o wysokiej rozdzielczości przestrzennej ~5 µm.

2. Modyfikacja układu STOC-T zapewniająca obrazowanie komórek zwojowych siatkówki człowieka

W niniejszej pracy przedstawione zostaną najnowsze dane strukturalne z obrazowania *in vivo* siatkówki oka ludzkiego, zebrane za pomocą zmodyfikowanego układu STOC-T. Modyfikacja miała na celu zapewnienie zwiększonej rozdzielczości poprzecznej detekcji ~3 µm oraz zwiększenie mocy oświetlającej oko do 6.4 mW. Zaproponowana modyfikacja STOC-T wykorzystuje potencjał wysokiej rozdzielczości czasowej, dostępnej dzięki częstotliwości zbierania objętości, do 190 Hz, co umożliwia prowadzenie bardziej dokładnych badań klinicznych. Zarejestrowane dane warstw siatkówki, zebrane od zdrowego wolontariusza, zostały przedstawione na Rys. 1a-c. Na dokładną rejestrację komórek zwojowych wpływa nie tylko konieczność modyfikacji układu pomiarowego, ale również odpowiednie ustawienie osi fiksacji badanego oka. Trzy warstwy, tj. włókien nerwowych (NFL), komórek zwojowych (GCL) oraz splotowata wewnętrzna (IPL), tworzą tzw. kompleks komórek zwojowych. Plamka żółta zawiera 50% wszystkich komórek zwojowych siatkówki, jednakże w jej obszarze warstwa NFL jest bardzo cienka a w dołeczku jest ona nieobecna. Warstwy GCL oraz IPL są grubsze w obszarze przydołkowym a komórki zwojowe mogą być ułożone w kilka warstw. Obrazowanie komórek zwojowych za pomocą polowej metody FD-FF-OCT, zgodnie z wiedzą autorów, jest prezentowane po raz pierwszy.



Rysunek 1. Zarejestrowane warstwy siatkówki: (a) przekrojowy obraz wewnętrznej mikrostruktury (B-scan), (b) warstwa włókien nerwowych (NFL), (c) komórki zwojowe siatkówki (ang. retinal ganglion cells, RGCs).

Literatura

1. T. Bonin, G. Franke, M. Hagen-Eggert, P. Koch, and G. Hüttmann, "In vivo Fourier-domain full-field OCT of the human retina with 1.5 million A-lines/s," Optics Letters 35, 3432-3434 (2010).
2. A. Dubois, *Handbook of Full-Field Optical Coherence Microscopy: Technology and Applications*, Chapter 4, (2016) 131-182.
3. E. Auksorius, D. Borycki, M. Wojtkowski, Crosstalk-free volumetric in vivo imaging of a human retina with Fourier-domain full-field optical coherence tomography, Biomed Opt Express, 10 (2019) 6390-6407.
4. E. Auksorius, D. Borycki, P. Stremplewski, K. Lizewski, S. Tomczewski, P. Niedzwiedziuk, B.L. Sikorski, M. Wojtkowski, In vivo imaging of the human cornea with high-speed and high-resolution Fourier-domain full-field optical coherence tomography, Biomed Opt Express, 11 (2020) 2849-2865.
5. E. Auksorius, D. Borycki, M. Wojtkowski, Multimode fiber enables control of spatial coherence in Fourier-domain full-field optical coherence tomography for in vivo corneal imaging, Opt. Lett., 46 (2021) 1413-1416.

6 lipca 2023, 9:00, prezentacja plenarna

O problemach z fotodetektorami w kryptografii kwantowej i jak sobie z nimi poradzić

Marcin Pawłowski[1]
[1]*Międzynarodowe Centrum Teorii Technologii Kwantowych, Uniwersytet Gdański,ul. Bażyńskiego 1A, 80-309 Gdańsk*
e-mail Autora: marcin.pawslowski@ug.eu.pl

Fotodetektor jest niezbędnym elementem każdego systemu do kwantowej dystrybucji klucza (QKD). Jest on także wąskim gardłem w kwestiach efektywności, zasięgu oraz bezpieczeństwa. Na przykład, maksymalne odległości, na które można zabezpieczyć komunikację przy wykorzystaniu QKD ograniczone są przez ilość ciemnych zliczeń stosowanych detektorów. Jeśli, z kolei, nie ufamy systemom użytym do QKD, co ma miejsce kryptografii niezależnej od urządzeń (ang. device-independent – DI) lub kiedy dopuścimy możliwość ataków hackerskich oślepiających detektory, krytycznym parametrem staje się ich kwantowa efektywność.

Oczywiście, jednym z możliwych rozwiązań jest tworzenie coraz to lepszych detektorów jednak w mojej prezentacji skupię się na odwrotnym podejściu. Przedstawię w jaki sposób można obniżyć wymagania ich dotyczące poprzez zmiany samych systemów QKD. Skupię się na dwóch wynikach otrzymanych niedawno przez moją grupę demonstrujących różne podejścia. Pierwszy z nich pokazuje jak przez zmianę nierówności Bella na bardziej optymalną można znacząco zmniejszyć wymagania wobec fotodetektorów w DI QKD. Drugi demonstruje podobny efekt przy pomocy zmiany topologii całego systemu kryptograficznego.

Obrazowanie czasowe do charakteryzacji splątania par fotonów w czasowo-widmowym stopniu swobody

Filip Sośnicki[1], **Michał Mikołajczyk**[1], **Ali Golestni**[1], **Michał Karpiński**[1]

[1] *Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*

Filip.Sosnicki@fuw.edu.pl

Splątanie kwantowe należy do najciekawszych i najbardziej zaskakujących konsekwencji mechaniki kwantowej. Występuje ono, gdy stan dwóch lub więcej cząstek (ciał) nie może zostać w pełni scharakteryzowany poprzez opis każdej cząstki z osobna. Splątanie kwantowe stanowi jeden z podstawowych zasobów różnych protokołów przetwarzania informacji kwantowej czy kwantowej dystrybucji klucza. W związku z tym bardzo ważna jest możliwość wytwarzania i charakteryzacji wysoce splątanych stanów kwantowych, w szczególności wysokowymiarywych stanów splątanych, mogących nieść dużą ilość informacji kwantowej.

Jednym z przykładów stanu splątanego może być para fotonów o takich samych polaryzacjach. W takim przypadku, wynik pomiaru polaryzacji jest taki sam dla obu fotonów z pary i niezależny od wybranej bazy pomiarowej, tj. w bazie prostej, skośnej czy kołowej. Jednakże polaryzacja ogranicza stan kwantowy każdej z cząstek do maksymalnie dwuwymiarowego, co z kolei rzutuje na wymiarowość całego stanu splątanego. Znacznie bogatszą strukturę oferuje splątanie w czasowo-widmowym stopniu swobody [1], gdzie objawia się ono korelacjami w profilach czasowych oraz widmach par fotonów. Co ciekawe, splątanie takie występuje naturalnie w parze fotonów wygenerowanej w procesie spontanicznego parametrycznego podziału częstości (ang. SPDC) [2]. Charakteryzacja stanu splątanego w czasowo-widmowym stopniu swobody może odbyć się poprzez pomiar łącznego widma oraz łącznego profilu czasowego. Wyzwanie tutaj stanowi pomiar łącznego profilu czasowego par fotonów, gdyż czasy trwania impulsów jednofotonowych są dużo krótsze niż rozdzielczość obecnych detektorów pojedynczych fotonów. Zaproponowane schematy, oparte na bramkowaniu czasowym w krysztale nieliniowym poprzez mieszanie wielofalowe z ultrakrótkim impulsem światła (bramką) są z kolei bardzo skomplikowane i czasochłonne, gdyż wymagają skanowania dwoma bramkami – jedną na każdy foton z pary [3]. Ponadto za pomiar widma i profilu czasowego odpowiadają osobne podukłady, co sprawia iż konieczne jest fizyczne przełączenie się pomiędzy tymi podkładami, w zależności czy chcemy mierzyć w domenie czasu czy częstotliwości.

W ramach tej pracy prezentujemy układ do pomiaru łącznego widma lub profilu czasowego pary fotonów w czasie rzeczywistym, bez konieczności skanowania lub przełączania pomiędzy różnymi podukładami eksperymentalnymi. Pomiar profilu czasowego odbywa się poprzez obrazowanie czasowe każdego z fotonów, ponad 200-krotnie wydłużając ich czas trwania [4]. Jest ono oparte o dwa elementy dyspersyjne rozdzielone soczewką czasową, która z kolei jest realizowana poprzez elektro-optyczną modulację fazy [5]. Umożliwia to wydłużenie czasu trwania impulsu optycznego o czynnik zadany przez stosunek dwóch dyspersji, przy jednoczesnym zachowaniu jego kształtu. Uzyskane ponad 200-krotne powiększenie zwiększyło rozdzielczość pomiaru profilów czasowych z około 25 ps do poniżej 130 fs, pozwalając na rozróżnienie ich kształtu. Co więcej, wyłączenie modulatorów elektro-optycznych sprawia, iż oba fotony nie są obrazowane lecz ich widmo jest odwzorowywane do profilu czasowego, realizując dyspersyjny spektrometr Fouriera [6]. W związku z tym, zmiana bazy pomiarowej, między czasową a częstotliwościową, następuje poprzez podanie lub nie sygnału elektrycznego na modulatory fazy. Co więcej, każdy z tych pomiarów nie wymaga skanowania, gdyż cały przedział częstotliwości (długości fali) lub czasu jest mierzony jednocześnie. Ostatecznie pomiar w obu bazach, czasowej oraz częstotliwościowej, przy użyciu dokładnie takiego samego układu eksperymentalnego, użyliśmy do scharakteryzowania splątania par fotonów w czasowo-widmowym stopniu swobody, wygenerowanych w procesie spontanicznego parametrycznego podziału częstości. Zaproponowany przez nas układ znaczenie upraszcza i przyspiesza proces pomiaru w obu bazach, co pozowoli w przyszłości na charakteryzację znacznie bardziej skomplikowanych, czasowo-widmowych splątanów stanów kwantowych światła.

Literatura

1. M. Karpiński, A. O. C. Davis, F. Sośnicki, V. Thiel, and B.J. Smith, *Control and measurement of quantum light pulses for quantum information science and technology*, Advanced Quantum Technologies **4**, 2000150
2. B. Brecht, D. V. Reddy, C. Silberhorn, and M. G. Raymer, *Photon temporal modes: a complete framework for quantum information science*, Physical Review X **5**, 041017 (2015)
3. J.-P. W. MacLean, J. M. Donohue, and K. J. Resch, *Direct characterization of ultrafast energy-time entangled photon pairs*, Physical Review Letters **120**, 053601 (2018)
4. B. H. Kolner, *Space-time duality and the theory of temporal imaging*, IEEE Journal of Quantum Electronics **30**, 1951–1963 (1994)
5. F. Sośnicki, M. Mikołajczyk, A. Golestani, M. Karpiński, *Aperiodic electro-optic time lens for spectral manipulation of single-photon pulses*, Applied Physics Letters **116**, 234003 (2020)
6. A. O. C. Davis, P. M. Saulnier, M. Kapriński, and B. J. Smith, *Pulsed single-photon spectrometer by frequency-to-time mapping using chirped fiber Bragg gratings* **25** 12804–12811 (2017)

Weryfikacja ortogonalności modów czasowych impulsów pojedynczych fotonów

Jerzy Szuniewicz[1], **Steven Sagona-Stophel**[2], **Sarah Thomas**[2], **Ian Walmsley**[2], **Michał Karpiński**[1]

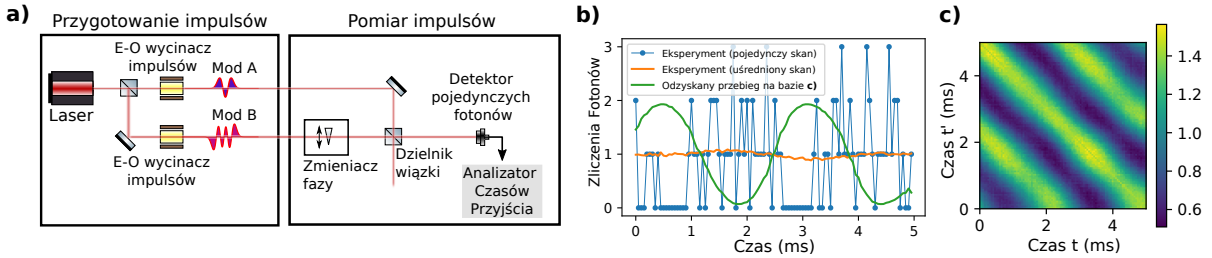
[1] *Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*
[2] *Imperial College London, Prince Consort Rd, London SW7 2AZ, United Kingdom*

j.szuniewicz@uw.edu.pl

Fotoniczne technologie kwantowe dynamicznie się rozwijają, a na szczególną uwagę zasługuje możliwość przechowywania większej ilości informacji w pojedynczym fotonie – wielowymiarowe bity. Jednym z obiecujących sposobów na realizację tej potrzeby jest wykorzystanie modów czasowych pojedynczych fotonów (czasowych binów lub strukturalnych modów takich jak np. mody Hermitte-Gaussa (HG)). Umożliwia to przesyłanie wielu klasycznych bitów informacji z użyciem pojedynczego fotonu dzięki teoretycznie nieograniczonej wymiarowości systemu [1, 2]. Mody czasowe oferują też wysoką stabilność podczas przesyłu. Istnieje wiele metod zarówno do generacji jaki i wykrywania modów czasowych, ale nadal brakuje zestawu narzędzi do ich charakteryzacji. W szczególności, metody weryfikacji ortogonalności modów czasowych są kluczowymi narzędziami diagnostycznymi dla systemów kwantowych opartych na nich, a nie są łatwo realizowalne dla słabych sygnałów kwantowych.

Sprawdzenie ortogonalności wymaga porównania dwóch pól/modów optycznych i zwykle polega na obserwacji widoczności interferencji pierwszego rzędu między nimi. Pomiar taki dla sygnałów kwantowych stanowi jednak wyzwanie, jak przedstawiono na rysunku 1(b) - słaby sygnał uniemożliwia precyzyjne dopasowanie krzywych, a długie uśrednianie sygnału naraża nas na dryf fazowy powodujący spadek widoczności. Wiele metod pomiaru pojedynczych fotonach wymaga długotrwałej stabilności fazowej lub bardzo jasnych źródeł, pozwalających na zarejestrowanie wystarczającej statystyki w czasie stabilności fazy.

W tym badaniu prezentujemy metodę pomiaru ortogonalności modów odporną na szum fazowy między interferującymi modami. Pozwala ona na doskonałe odzyskiwanie widoczności nawet w przypadku zarejestrowania średnio dwóch fotonów w czasie stabilności fazowej. Nasza metoda opiera się na drugorzędowej korelacji sygnału, podobnie jak metoda odzyskiwania fazy przestrzennej [3], ale w dziedzinie czasu. Wykorzystaliśmy sygnał zliczeń pojedynczych fotonów z rozdzielczością czasową do stworzenia mapy korelacji w ramach pojedynczego skanu fazowego interferometru. Uśrednialiśmy te korelacje z użyciem danych ze wszystkich skanów, w wyniku czego powstał interferogram o wysokim stosunek sygnału do szumu bez straty widzialności. Z wykorzystaniem ograniczenia Craméra-Rao wykazaliśmy, że nasza metoda jest optymalnym estymatorem fazy dla przypadków, w których obserwowaliśmy tylko dwa fotony w czasie stabilności fazowej.



(a) Uproszczony schemat układu eksperymentalnego: Badanie ortogonalności modów czasowych wyciętych za pomocą elektro–optycznych kształtowników impulsów. **(b)** Sygnał interferencyjny dla prawie identycznych modów czasowych, uzyskany przez skanowanie fazy w interferometrze. Wykres przedstawia zmierzone zliczenie fotonów dla pojedynczego skanu fazy (niebieski), średnią z wielu skanów (pomarańczowy) oraz odtworzony sygnał za pomocą naszej metody (zielony). Dla niskiego sygnału, trudno jest zmierzyć widoczność interferencji. Proste uśrednianie między skanami obniży widoczność (krzywa pomarańczowa). **(c)** Mapa korelacji drugiego rzędu dla czasów wykrycia fotonów uśredniona z wielu skanów – wzór interferencyjny o wysokiej widzialności (91,3%) – pomiar zweryfikowany klasycznym pomiarem z jasnym źródłem.

Do weryfikacji metody zbadaliśmy rodzinę modów Hermite-Gaussa wytworzonych przez elektro-optyczny wycinacz impulsów (rysunek 1(a)). Rysunek 1(b) przedstawia przykładowy surowego sygnału zliczeń w czasie dla pojedynczego skanu fazowego, a rysunek 1(c) przedstawia ten sam sygnał uśredniony w formie korelacji. Odzyskiwanie przebiegu fazowego w czasie jest możliwe i wymaga użycia standardowej metody holografii. Ortogonalności modów zmierzone naszą metodą zostały zweryfikowane przy pomocy klasycznego pomiaru z większą ilością światła. Przedstawiona metoda sprawdzi się zarówno jako narzędzia diagnostyczne dla inżynierii modów czasowych, jak i do pomiaru przebiegu fazy czasowej, który wcześniej nie był dostępny z powodu zakłóceń fazowych lub niskiego poziomu sygnału.

References

1. B. Brecht, et al. "Photon temporal modes: a complete framework for quantum information science." Phys. Rev. X **5** (2015).
2. M. Karpiński, et al. "Control and measurement of quantum light pulses for quantum information science and technology." Adv. Quantum Technol. **4**, 2000150 (2021).
3. J. Szuniewicz, et al. "Noise Resistant Phase Imaging with Intensity Correlation", arXiv:2301.11969 (2023).

Obliczenia neuromorficzne przy użyciu kwantowych płynów światła

A. Opala[1,2], R. Mirek[1], M. Furman[1], K. Tyszka[1], M. Król[1], J. Szczytko[1], B. Piętka[1], M. Matuszewski[2]

[1] *Institute of Experimental Physics, Faculty of Physics, University of Warsaw, Pasteura 5, 02-093 Warsaw, Poland*
[2] *Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Aleja Lotników 32/46, PL-02-668 Warsaw, Poland*

aopala@fuw.edu.pl

W ostatnich latach jesteśmy świadkami gwałtownego rozwoju sztucznej inteligencji oraz badań nad zastosowaniem sztucznych sieci neuronowych. Wykorzystanie uczenia maszynowego do przetwarzania informacji wpisało się już na stałe we współczesne realia, ułatwiając realizację nawet bardzo złożonych zadań. Szacuje się, że w najbliższych latach, zużycie energii niezbędnej do przetwarzania informacji (a w tym uczenia maszynowego) będzie stanowiło znaczną część globalnego zapotrzebowania energetycznego. Perspektywa ta w połączeniu z ograniczeniem stosowalności prawa Moore'a, obliguje nas do poszukiwania nowych układów obliczeniowych, które pozwoliłyby na wyjście poza ograniczenia klasycznej architektury komputerowej. Układy te powinny charakteryzować się zarówno wysoką wydajnością jak i energooszczędnością. Wyżej wymienione cele przyświecały idei stworzenia tzw. neuromorficznych układów obliczeniowych.

Układy neuromorficzny są to złożone układy obliczeniowe inspirowane wewnętrzną strukturą ludzkiego mózgu. Pojęciem tym określane są realizacje sprzętowe bazujące na wykorzystaniu przyrządów elektronicznych oraz fotonicznych. Uważa się, że to właśnie układy optyczne pozwolą na przełamanie technologicznych ograniczeń, zapewniając wysoką przepustowość przesyłania danych, energooszczędność oraz szybkość działania. Należy jednak podkreślić, że efektywne przetwarzanie informacji (np. przy wykorzystaniu sieci neuronowych) wymaga realizacji operacji nieliniowych. Niestety fotony w sposób naturalny nie oddziałują ze sobą co utrudnia zastosowanie ich do obliczeń w praktyce.

W celu uzyskania silnych nieliniowych oddziaływań pomiędzy „fotonami" należy sprząc je w ośrodku materialnym. W tym celu konstruuje się specjalne mikrownęki rezonansowe. Mikrownęki te zawierają ośrodek aktywny w postaci studni kwantowych, w których dochodzi do koherentnego sprzężenia pomiędzy falą elektromagnetyczną a ekscytonem. Skutkiem czego jest powstanie kwantowej kwazicząstki zwanej polarytonem ekscytonowym. Polarytony ekscytonowe mają unikalne właściwości będące konsekwencją ich hybrydowej natury. Wykazują zarówno znakomite właściwości transportowe (przez wzgląd na niską masę efektywną) jak i silne nieliniowe oddziaływania. Nieliniowość obserwowana w układach polarytonowych ma charakter trzeciorzędowy i określana jest mianem nieliniowości typu Kerra. Dodatkowo polarytony ekscytonowe należą do grupy złożonych bozonów posiadających zdolność do tworzenia nierównowagowych kondensatów. Kondensaty te zwane są w literaturze kwantowymi cieczami światła.

Na przełomie ostatnich lat wykazaliśmy, że polarytony ekscytonowe stanowią unikalną platformę fizyczną do realizacji neuromorficznych u kładów o bliczeniowych. N iniejsze s eminarium p oświęcone b ędzie przegl ądowi n ajważniejszych osi ągnięć w zastosowaniu polarytonów do realizacji sztucznych sieci neuronowych. Wprowadzone zostaną polarytonowe sieci neuronowe o architekturze typu skierowanego [1, 3] oraz rekurencyjnego [2]. Przedstawione będą fizyczne analogie pomiędzy dynamiką neuronu biologicznego a czasową ewolucją kondensatu polarytonów ekscytonowych [4]. Omówione zostaną również najważniejsze wyzwania, stojące przed zastosowaniem polarytonów ekscytonowych do całkowicie optycznego przetwarzania informacji.

Literatura

[1] R. Mirek et al. "Neuromorphic Binarized Polariton Networks". In: *Nano Letters* 21.9 (2021). PMID: 33635656, pp. 3715–3720. DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c04696. eprint: https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c04696. URL: https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c04696.

[2] A. Opala et al. "Neuromorphic Computing in Ginzburg-Landau Polariton-Lattice Systems". In: *Phys. Rev. Appl.* 11 (6 June 2019), p. 064029. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.11.064029. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.11.064029.

[3] A. Opala et al. "Training a Neural Network with Exciton-Polariton Optical Nonlinearity". In: *Phys. Rev. Appl.* 18 (2 Aug. 2022), p. 024028. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.024028. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.18.024028.

[4] K. Tyszka et al. "Leaky Integrate-and-Fire Mechanism in Exciton–Polariton Condensates for Photonic Spiking Neurons". In: *Laser & Photonics Reviews* 17.1 (2023), p. 2100660. DOI: https://doi.org/10.1002/lpor.202100660. eprint: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.202100660. URL: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.202100660.

6 lipca 2023, 10:25

Jednoczesna konwersja widma i kształtowanie profilu czasowo-widmowego

Michał Mikołajczyk, Michał Karpiński
Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska
e-mail Autora: michal.mikolajczyk@fuw.edu.pl

Naoczny obserwator może odnieść wrażenie, że jesteśmy o krok od wejścia na rynek komputerów kwantowych [1] o realnych zastosowaniach. Potencjał obliczeń kwantowych i budowa kwantowego internetu [2] zależą w bardzo wysokim stopniu od możliwości efektywnej komunikacji kwantowej w skalach większych niż pojedynczy budynek. Ze względu na odporność na zakłócenia, istniejące technologie oraz infrastrukturę światłowody telekomunikacyjne są kluczowe dla komunikacji kwantowej. Niezbędne są jednak interfejsy dostosowujące kluczowe parametry związane z wydajnością emisji i absorpcji takie jak długość fali, profil czasowego i widmowego impulsów umożliwiające połączenie urządzeń kwantowych za pomocą kanałów telekomunikacyjnych [3].

Nowatorskie techniki oparte o elektro-optyczną modulację światła umożliwiają precyzyjną kontrolę profilu czasowo-widmowego, ale nie są w stanie zapewnić wymaganych dalekich przesunięć w widmie, które są łatwe do osiągnięcia przez zastosowanie procesów nieliniowych [4,5].

W tej pracy prezentujemy technikę optycznego łączenia urządzeń kwantowych łączącą konwersję widma z kształtowaniem widma i spektrum fotonów w jeden krok w oparciu o proces nieliniowej generacji różnicy częstości (GRC). Korzystając z GRC jesteśmy w stanie zademonstrować konwersję światła o parametrach odpowiadających pojedynczym fotonom generowanym przez kropki kwantowe na długości fali 798 nm na telekomunikacyjną długość dali 1298 nm dzięki wykorzystaniu wiązki pompującej o długości fali 2070 nm.
Dzięki precyzyjnej kontroli dyspersji i widma wiązki pompującej oraz synchronizacji pomiędzy impulsami w ośrodku nieliniowym możliwe jest dopasowanie szerokości widmowej oraz czasu trwania wyjściowych fotonów do standardowego kanału telekomunikacyjnego.

Jednoczesna konwersja widma i kształtowanie profilu czasowo-widmowego jest drogą do zarówno podniesienia wydajności transmisji kanałów kwantowych, jak i uproszczenia struktury telekomunikacyjnej kwantowego internetu.

Literatura

1. Arute, F., Arya, K., Babbush, R., Bacon, D., Bardin, J. C., Barends, R., ... & Martinis, J. M. (2019). Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature*, *574*(7779), 505-510.
2. Kimble, H. J. (2008). The quantum internet. *Nature*, *453*(7198), 1023-1030.
3. Arute, F., Arya, K., Babbush, R., Bacon, D., Bardin, J. C., Barends, R., ... & Martinis, J. M. (2019). Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature*, *574*(7779), 505-510.
4. Sośnicki, F., & Karpiński, M. (2018). Large-scale spectral bandwidth compression by complex electro-optic temporal phase modulation. *Optics Express*, *26*(24), 31307-31316.
5. Sośnicki, F., Mikołajczyk, M., Golestani, A., & Karpiński, M. (2020). Aperiodic electro-optic time lens for spectral manipulation of single-photon pulses. *Applied Physics Letters*, *116*(23), 234003.

Koherentne kwantowe sprzężenie pomiędzy przejściami optycznymi w sztucznej molekule badane metodą dwuwymiarowej spektroskopii mieszania czterech fal

P. Machnikowski[1], D. Wigger[1,2], J. Schall[3], M. Deconinck[3], N. Bart[4], P. Mrowiński[1,5], M. Krzykowski[1], K. Gawarecki[1], T. Hahn[6], M. von Helversen[3], R. Schmidt[3], L. Bremer[3], F. Bopp[7], D. Reuter[8], A. D. Wieck[4], S. Rodt[3], J. Renard[9], G. Nogues[9], A. Ludwig[4], J. J. Finley[7], S. Reitzenstein[3] and J. Kasprzak[7,9]

[1] *Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland*
[2] *School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland*
[3] *Institute of Solid State Physics, Technische Universität Berlin, 10623 Berlin, Germany*
[4] *Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany*
[5] *Laboratory for Optical Spectroscopy of Nanostructures, Department of Experimental Physics, Wrocław University of Technology, 50-370 Wrocław, Poland*
[6] *Institut für Festkörpertheorie, Univerität Münster, 48152 Münster, Germany*
[7] *Walter Schottky Institut and Physik Department, Technische Universität München, 85748 Garching, Germany*
[8] *Department Physik, Universität Paderborn, 33098 Paderborn, Germany*
[9] *Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut Néel, 38000 Grenoble, France*

pawel.machnikowski@pwr.edu.pl

Koherencja (kwantowa spójność) stanów kwantowych układu fizycznego leży u podstaw wszystkich technologii kwantowych. Optycznie aktywne wzbudzenia w półprzewodnikowych kropkach kwantowych zapewniają silne sprzężenie świata z materią oraz wysoce rozwinięte techniki integracji w funkcjonalne urządzenia, stąd też należą one do najbardziej obiecujących fizycznych implementacji koherentnych protokołów kwantowych. Szczególnie atrakcyjne wydają się „sztuczne molekuły" złożone z dwóch sprzężonych kropek kwantowych, które zapewniają większą elastyczność parametrów i możliwość sterowania ich własnościami optycznymi i spinowymi za pomocą pól zewnętrznych. Sprzężenia pomiędzy stanami kwantowymi w sztucznych molekułach można obserwować metodami liniowej spektroskopii, jednak takie techniki są czułe tylko na strukturę stanów własnych i ich obsadzenia. Natomiast obserwacja koherencji, które są związane z kwantowymi superpozycjami, wymaga zastosowania koherentnych metod spektroskopii nieliniowej, takich jak mieszanie czterech fal (four-wave mixing, FWM). Jest to dużym wyzwaniem, zwłaszcza w przypadku pojedynczych układów kwantowych, kiedy sygnał optyczny jest bardzo słaby.

W tej prezentacji przedstawiamy eksperymentalną demonstrację i teoretyczne modelowanie koherentnego transferu wytworzonej rezonansowo koherencji kwantowej między różnymi stanami wzbudzonymi sztucznej molekuły. W przeciwieństwie do wcześniej badanych studni kwantowych, które są układami makroskopowymi, pojedyncza sztuczna molekuła jest strukturą typu atomowego, co daje większe możliwości w perspektywie technologii kwantowych, np. sprzęganie spinów i fotonów, ale jednocześnie powoduje, że eksperyment jest o wiele bardziej wymagający. Pokażemy tu także, jak można kontrolować koherentne sprzężenie w sztucznej molekule przez przyłożone pola elektrycznego. W języku optyki kwantowej pozwala to parametrycznie przełączać się między układem V a układem Λ w pojedynczej strukturze fizycznej, co umożliwia optyczne sterowanie różnymi parami koherencji.

Po stronie eksperymentalnej stosujemy metodę 2-wymiarowej spektroskopii FWM. To podejście korzysta z niedawnych postępów w nanofabrykacji urządzeń kwantowych, co znacznie zwiększyło wydajność zbierania fotonów [1, 2], a z drugiej strony z rozwoju technik interferometrycznych w spektroskopii FWM [3, 4]. W modelowaniu teoretycznym wykorzystujemy półempiryczny model kilkupoziomowy [2], dodatkowo uzasadniony przez mikroskopowe obliczenia metodą $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}$. Znajdujemy zarówno numeryczne rozwiązania równania Lindblada dla ewolucji systemu, jak też wzory analityczne w trzecim rzędzie w polu optycznym w granicy ultrakrótkich impulsów optycznych. Te ostatnie pozwalają nam na uwzględnienie szumów generowanych przez otoczenie, co okazuje się kluczowe w poprawnym ilościowo opisie dwuwymiarowych widm FWM i ich zależności od przyłożonego pola elektrycznego.

Nasze wyniki stanowią ważny krok w kierunku wdrożenia ultraszybkich technik FWM w fotonicznych technologiach kwantowych. Otwiera to drogę do realizacji kontrolowanego koherentnego sprzężenia dalekiego zasięgu między odległymi kubitami półprzewodnikowymi.

Literatura

1. S. Rodt, *et al.*, J. Phys. Condens. Matter. **32**, 153003 (2020).
2. J. Schall *et al.*, Adv. Quantum Technol. **4**, 2100002 (2021).
3. J. Kasprzak *et al.*, Nat. Photonics **5**, 57 (2011).
4. Q. Mermillod *et al.* Optica **3**, 377 (2016).

6 lipca 2023, 10:55

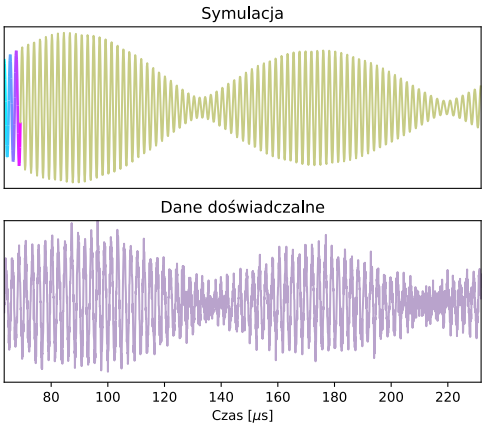
Korekcja zewnętrznych pól magnetycznych za pomocą precesji spinów w sekwencji pamięci kwantowej.

B. Niewelt[1,2], **M. Parniak**[1,3]

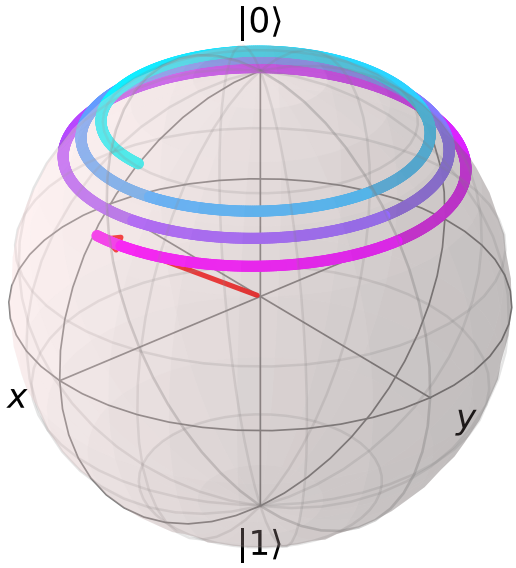
[1] *Centrum Kwantowych Technologii Optycznych, Centrum Nowych Technologii UW, 02-097 Warszawa, Polska*
[2] *Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*
[3] *Niels Bohr Institute, University of Copenhagen,2100 Kopenhaga, Dania*

b.niewelt@cent.uw.edu.pl

Zimne atomy są bardzo efektywnym narzędziem do przechowywania [1, 2], przetwarzania [3, 4] i odzyskiwania fotonów będących nośnikami informacji. Spułapkowane atomy wykorzystywane w pamięci kwantowej są wrażliwe na zmiany pola magnetycznego, dlatego precyzyjna kontrola jego wartości jest kluczową częścią eksperymentów. Powolne fluktuacje można aktywnie kompensować, a najlepszym do tego narzędziem jest wykorzystanie spinu samych atomów. Za pomocą impulsu zmiennego pola magnetycznego o częstości radiowej można pobudzić atomy do precesji, pozwalając tym samym na korekcję i pomiar wartości stałego pola magnetycznego. Zaprezentuję metody utworzenia chmury ultrazimnych atomów w stanie spójnym spinowo oraz przedstawię mechanizmy wykorzystywane do wzmocnienia czułości i precyzji pomiaru samego pola magnetycznego wykorzystując FID (Free Induction Decay). Przedstawię schemat działania aktywnej stabilizacji pola w formie sprzężenia zwrotnego, działającego w sekwencji operacyjnej pamięci kwantowej.



(a) Pomiar oraz symulacja skręcenia polaryzacji światła przez precesję spinów.



(b) Wizualizacja kolektywnego stanu spinów na sferze Blocha.

Literatura

1. M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Campbell, P. K. Lam, and B. C. Buchler. High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. *Nature Communications*, 2(1):174, Feb 2011.
2. Mateusz Mazelanik, Michał Parniak, Adam Leszczyński, Michał Lipka, and Wojciech Wasilewski. Coherent spin-wave processor of stored optical pulses. *npj Quantum Information*, 5(1):22, Feb 2019.
3. Michał Parniak, Mateusz Mazelanik, Adam Leszczyński, Michał Lipka, Michał Dąbrowski, and Wojciech Wasilewski. Quantum optics of spin waves through ac stark modulation. *Phys. Rev. Lett.*, 122:063604, Feb 2019.
4. Mateusz Mazelanik, Adam Leszczyński, and Michał Parniak. Optical-domain spectral super-resolution via a quantum-memory-based time-frequency processor. *Nature Communications*, 13(1):691, Feb 2022.

6 lipca 2023, 11:10

Jednokierunkowe kwantowe sterowanie kilku kubitów

Z. Ficek

Zakład Optyki i Inżynierii Kwantowej, Instytut Fizyki Uniwersytetu Zielonogórskiego, ul. Szafrana 4a, 65-516 Zielona Góra, Polska

z.ficek@if.uz.zgora.pl

1. Wstęp

Kwantowe sterowanie, znane jako Einstein-Rosen-Podolsky (EPR) sterowanie, od kilku lat jest w centrum zainteresowania fizyki kwantowej, gdyż stanowi podstawy informatyki kwantowej oraz komputerów kwantowych [1]. Na przykład, proces sterowania kilku kubitów znajduje zastosowania w zwiększeniu bezpieczeństwa kodowania informacji oraz jej przechowywaniu.

Dobrze poznane i zrozumiałe jest zagadnienie kwantowego sterowania dwóch kubitów [2]. Oczywistym kolejnym krokiem jest rozszerzenie tych zagadnień na układy złożone z kilku kubitów. Pokażemy w jaki sposób kombinacja liniowych i nieliniowych sprzężeń pomiędzy modami prowadzi do jednokierunkowego kwantowego sterowania. Następnie pokażemy jaką rolę w sterowaniu kwantowym odgrywają relacje monogamiczne [3] i jak je wykorzystać w praktyce do kontrolowanego przesyłania i przetwarzania informacji.

2. Układ trzech sprzężonych kubitów

Analizę kwantowego sterowania kilku kubitów przeprowadzimy na przykładzie trzech kubitów, układów jednomodowych, które reprezentowane są przez operatory bozonowe spełniające następujące kwantowe równania Langevina

$$\begin{aligned}
\dot{a} &= -(\gamma_a + i\omega_a)a + ig_{ab}\left(b + b^\dagger\right) + ig_{ac}\left(c + c^\dagger\right) + \sqrt{2\gamma_a}a_{in}, \\
\dot{b} &= -(\gamma_b + i\omega_b)b + ig_{ab}\left(a + a^\dagger\right) + ig_{bc}\left(c + c^\dagger\right) + \sqrt{2\gamma_b}b_{in}, \\
\dot{c} &= -(\gamma_c + i\omega_c)c + ig_{ac}\left(a + a^\dagger\right) + ig_{bc}\left(b + b^\dagger\right) + \sqrt{2\gamma_c}c_{in},
\end{aligned} \tag{1}$$

gdzie $\gamma_i\,(i = a,b,c)$ to współczynniki tłumienia modów, ω_i częstości oscylacji modów, g_{ij} stałe sprzężenia pomiędzy modami, a a_{in}, b_{in}, c_{in} są operatorami szumu kwantowego. Równania (1) uwzględniają dwa typy sprzężeń pomiędzy modami, liniowe, np. $a \leftrightarrow b$ oraz nieliniowe, np. $a \leftrightarrow b^\dagger$. Przez odpowiedni dobór częstości modów możemy ograniczyć sprzężenia jedynie do liniowego lub nieliniowego. Rozważymy dwie przedstawione graficznie na Rysunku 1 konfiguracji modów, liniową (otwartą) i trójkątną (zamkniętą).

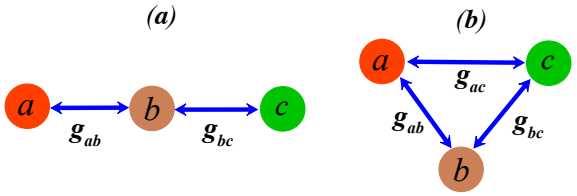


Fig. 1. Konfiguracje sprzężenia pomiędzy kubitami; (a) liniowa, (b) trójkątna.

W przypadku dwóch modów rozwiązanie równania (1) pokazuje, że kwantowe splątanie, a tym samym kwantowe sterowanie jest możliwe jedynie w obecności nieliniowego sprzężenia pomiędzy modami. Sytuacja komplikuje się w przypadku trzech sprzężonych modów. Mianowicie okazuje się, że obecność jedynie nieliniowego sprzężenia pomiędzy modami nie prowadzi do kwantowego sterowania pomiędzy wszystkimi możliwymi parami modów i możliwości osiągnięcia jednokierunkowego sterowania. Konieczne jest aby jedno z dwóch lub trzech sprzężeń pomiędzy modami było typu liniowego.

Literatura

1. M. D. Reid, P. D. Drummond, W. P. Bowen, E. G. Cavalcanti, P. K. Lam, H. A. Bachor, U. L. Andersen, and G. Leuchs, "Colloquium: The Einstein-Podolsky-Rosen paradox: From concepts to applications," Rev. Mod. Phys. **81**, 1727 (2009).
2. Y. Xiang, S. Cheng, Q. Gong, Z. Ficek and Q. Y. He, "Quantum Steering: Practical Challenges and Future Directions," PRX Quantum **3**, 030102 (2022).
3. M. D. Reid, "Monogamy inequalities for the Einstein-Podolsky-Rosen paradox and quantum steering", Phys. Rev. A **88**, 062108 (2013).

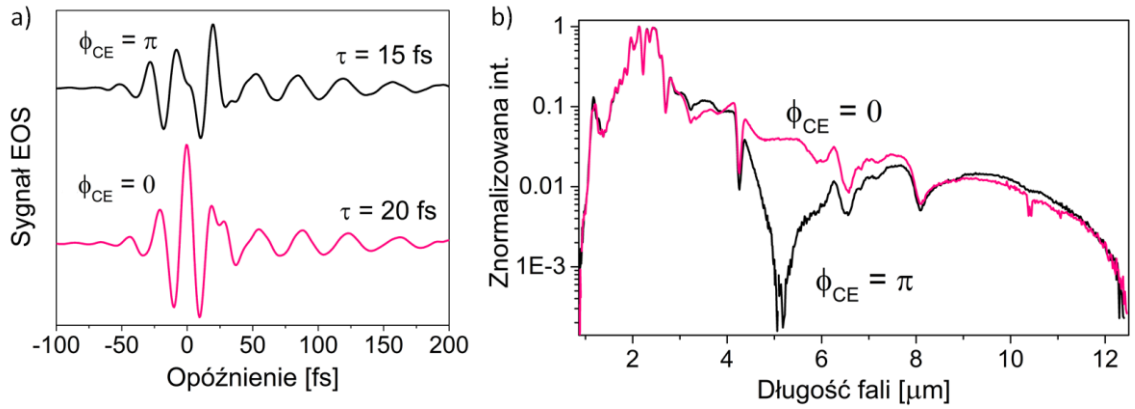
6 lipca 2023, 11:55, prezentacja plenarna

Kontrola przebiegu pola elektrycznego jednocyklowych impulsów światła w zakresie spektralnym średniej podczerwieni

Maciej Kowalczyk[1,2,3,4,*], Philipp Steinleitner[1], Nathalie Nagl[1,2], Nicholas Karpowicz[2], Vladimir Pervak[2], Christina Hofer[1,2,3], Arkadiusz Hudzikowski[4], Aleksander Głuszek[4], Jarosław Sotor[4], Ka Fai Mak[2], Ferenc Krausz[1,2,3], Alexander Weigel[2,3]

[1]Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, Am Coulombwall 1, 85748 Garching, Niemcy
[2]Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Niemcy
[3]Center for Molecular Fingerprinting, Czuczor utca 2-10, 1093 Budapest, Węgry
[4]Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
**E-mail: maciej.kowalczyk@pwr.edu.pl*

Generacja jednocyklowych impulsów laserowych oraz kontrola przebiegu ich pola elektrycznego poprzez kształtowanie fazy obwiednia-nośna (φ_{CE}) umożliwiły zrozumienie oddziaływań między światłem i materią, w najkrótszych dostępnych człowiekowi, sub-femtosekundowych skalach czasowych [1]. Oprócz dostarczenia opisu fundamentalnych procesów fizycznych, eksperymenty te pozwoliły na generację pierwszych impulsów attosekundowych [2], czy ultraszybką kontrolę ładunków elektrycznych w półprzewodnikach [3]. Do tej pory tego typu badania ograniczały się głównie do zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni, w którym pracują lasery tytanowo-szafirowe [1-3]. Przeniesienie tej technologii do zakresu średniej podczerwieni (MIR) jest niezwykle istotne dla zastosowań takich jak sterowana światłem elektronika [4], lub spektroskopia dla badań biomedycznych [5].



Rysunek 1. (a) Jednocyklowe impulsy laserowe w paśmie średniej podczerwieni zmierzone metodą EOS dla dwóch różnych wartości fazy φ_{CE} impulsów wymuszających z lasera Cr:ZnS. (b) Widma optyczne impulsów z wykresu (a).

W tej pracy zademonstrujemy nową metodą generacji i kontroli jednocyklowych impulsów w zakresie MIR, która oparta jest na laserze wykorzystującym kryształ Cr:ZnS. Nasz oscylator chromowy emituje 30 fs impulsy o mocy średniej 540 mW i częstości repetycji 23 MHz. Generowane promieniowanie jest poszerzane spektralnie w pojedynczej płytce TiO_2 o grubości 0.5 mm do pasma przekraczającego optyczną oktawę (1.1 – 3.2 μm). Impulsy są następnie kompresowane za pomocą specjalnych zwierciadeł dielektrycznych do długości 6.9 fs, co odpowiada pojedynczemu cyklowi fali elektromagnetycznej. Faza obwiednia-nośna lasera jest stabilizowana z najniższymi fluktuacjami, jakie kiedykolwiek zostały zaprezentowane dla jedno- bądź kilku-cyklowych impulsów (5.8 mrad w paśmie 0.1 Hz – 11.5 MHz). Stabilizowane impulsy są przenoszone do zakresu MIR poprzez nieliniowy proces wewnątrz-impulsowej generacji częstości różnicowej w krysztale ZGP. Emitowane koherentne promieniowanie obejmuje ponad 3.7 oktawy między 0.9 – 12 μm (Rys. 1b) z mocą średnią na poziomie 30 mW (1.3 nJ). Impulsy MIR charakteryzowane są za pomocą nieliniowej techniki próbkowania elektro-optycznego (EOS), która potwierdza że zachowują one jednocyklowy charakter impulsów wymuszających (Rys. 1a). Poprzez bezpośrednią kontrolę fazy obwiednia nośna lasera Cr:ZnS (φ_{CE}) możliwe jest zarówno kształtowanie przebiegu pola elektrycznego ultrakrótkich impulsów MIR (Rys. 1a), jak i ich widm optycznych (Rys. 1b) [6].

W podsumowaniu wystąpienia przedstawimy technologie laserowe wykorzystujące ultraszybkie lasery chromowe, które w najbliższym czasie zostaną uruchomione na Politechnice Wrocławskiej w ramach programu Polskie Powroty (NAWA).

Literatura:

1. T. Brabec and F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics," Rev. Mod. Phys. **72**, 545–591 (2000).
2. F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics," Rev. Mod. Phys. **81**, 163–234 (2000).
3. T. Boolakee et al., "Light-field control of real and virtual charge carriers," Nature **605**, 251–255 (2022).
4. M. T. Schlecht et al. "Light-field-driven electronics in the mid-infrared regime: Schottky rectification," Sci. Adv. **8**, eabj5014 (2022).
5. I. Pupeza, M. Huber et al., "Field-resolved infrared spectroscopy of biological systems," Nature **577**, 52–59 (2020).
6. P. Steinleitner, N. Nagl, M. Kowalczyk et al., "Single-cycle infrared waveform control", Nat. Photon. **16**, 512–518 (2022).

6 lipca 2023, 12:35

Terahercowe dyfrakcyjne struktury typu MISO

M. Surma[1], M. Kałuża[1], P. Czerwińska[1], P. Komorowski[2], P. Zagrajek[2], A. Siemion[1]
[1]Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska
[2]Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. S. Kaliskiego 2, 00-908, Warszawa, Polska
e-mail Autora: mateusz.surma.dokt@pw.edu.pl

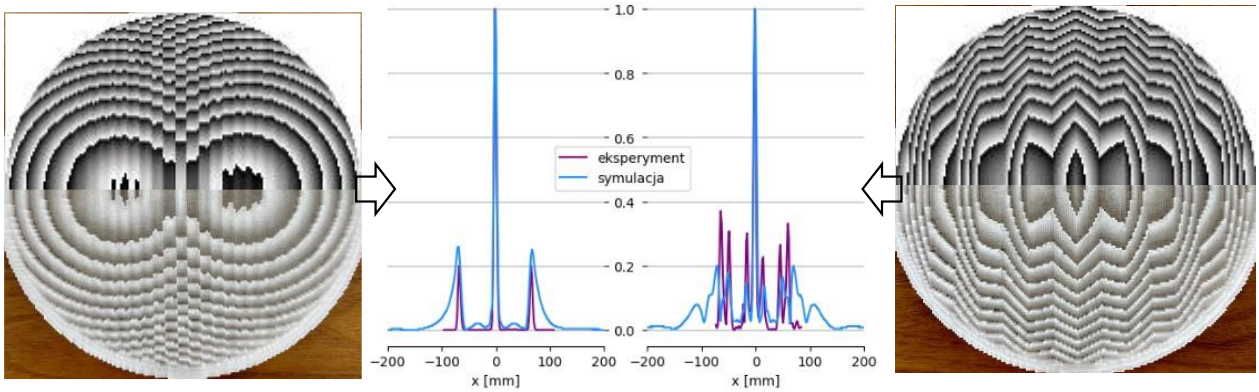
1. Wstęp

Wraz z rozwojem telekomunikacji kolejne pasma promieniowania elektromagnetycznego zostają zaadaptowane do protokołu przesyłania danych. Jednym z ostatnich, stosunkowo mało wykorzystanych, zakresów promieniowania jest podzakres promieniowania sub-terahercowego [1]. Proponowanym zastosowaniem dla tego pasma [2] jest bezprzewodowa komunikacja na odległości zarówno średnie (np. typowe sieci komórkowe), jak i krótkie (np. lokalne sieci komputerowe); zarówno w skali makro (np. urządzenia osobiste) jak i mikro (nano-, mikromaszyny). W celu zwiększenia przepustowości łącza często stosowane są metody zwiększające liczbę wykorzystywanych anten np. MIMO (ang. Multiple Input Multiple Output), w tym MISO (ang. Multiple Input Single Output). Struktury dyfrakcyjne wydają się być idealnym kandydatem do realizacji tego typu metod przez szeroki zakres możliwej modulacji. Przez relatywnie niewielkie rozmiary oraz niską wagę struktury dyfrakcyjne wyjątkowo dobrze pasują do tego zastosowania. Poniższa praca przedstawia przykład zastosowania struktur dyfrakcyjnych w systemie typu MISO. Opracowane zostały dwie struktury: iteracyjna oraz przeplatana.

2. Projekt i wykonanie dyfrakcyjnych elementów optycznych typu MISO

Struktury zaprojektowano z wykorzystaniem skalarnej teorii dyfrakcji stosując algorytm iteracyjny bazujący na algorytmie Ping-pong [3]. Zmodyfikowana metoda splotowa [4] została wykorzystana przy propagacji promieniowania pomiędzy płaszczyznami wymuszania. Struktura iteracyjna została zaprojektowana przez bezpośrednie iterowanie wejściowego rozkładu natężenia dla dwóch źródeł i wymuszeniu pojedynczej plamki wyjściowej. Projekt struktury przeplatanej wykorzystuje dwie struktury wstępnie zaprojektowane do skupiana pojedynczego pozaosiowego wejścia w poosiowe wyjście. Struktury elementarne następnie zostały podzielone na pasy i połączone naprzemiennie w jedną. Projekt zakładał zastosowanie promieniowania o częstotliwości 96 GHz, co odpowiada ok. 3.1mm długości fali w próżni.

Zaprojektowane rozkłady modulacji fazy zostały przetransformowane do modeli 3D, a następnie wydrukowane za pomocą drukarki 3D. Zaprojektowane rozkłady modulacji fazy oraz zdjęcia wykonanych struktur pokazano na rysunku 1 a oraz c. Materiał Bendlay (SBC; Orbi-Tech GmbH) został wykorzystany do wytworzenia struktur metodą osadzania topionego materiału (ang. Fused Deposition Modeling – FDM). Bendlay został wybrany na podstawie właściwości optycznych dla projektowanej długości fali (niski współczynnik absorpcji oraz współczynnik załamania ok. 1.56).



Rysunek 1. Prezentacja struktur oraz otrzymanych wyników. Panele a. oraz c. przedstawiają struktury odpowiednio iteracyjną oraz przeplataną. Górne połowy tych obrazów przedstawiają obliczone rozkłady modulacji fazy, a dolne zdjęcia wydrukowanych struktur. Panel b. zawiera wykresy znormalizowanych rozkładów natężenia w przekroju płaszczyzn wyjściowych dla obu struktur. Krzywe pokazują dane pochodzące z symulacji (kolor niebieski) oraz eksperymentu (kolor fioletowy)

3. Wyniki eksperymentalne oraz podsumowanie

Weryfikację eksperymentalną przeprowadzono w układzie z dwoma źródłami (diody IMPATT) na wejściu i detektorem skanującym (bazującym na diodzie Schottky'ego) w płaszczyźnie wyjścia. Uzyskane przekroje zostały znormalizowane i umieszczone wraz z odpowiadającymi wynikami z symulacji na rysunku 1b. Wyniki eksperymentalne pokazują bardzo dużą zgodność z symulacjami. Wyraźna separacja głównego maksimum od maksimów bocznych pokazuje potencjał na zastosowanie struktur dyfrakcyjnych w metodach wykorzystujących wiele źródeł i detektorów.

Literatura

1. Petrov, V., Kurner, T., Hosako, I., 2020. IEEE Communications Magazine 58, 28–33.
2. Akyildiz, I.F., Jornet, J.M., Han, C., 2014. Physical Communication 12, 16–32.
3. Surma, M., Ducin, I., Zagrajek, P., Siemion, A., 2019. Applied Sciences 9, 659.
4. Sypek, M., 1995. Optics Communications 116, 43–48.

Daleka konwersja częstotliwości w kilkumodowym światłowodzie gradientowym

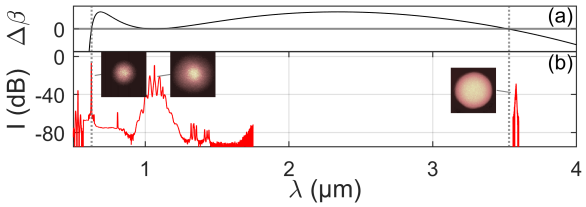
K. Stefańska[1,2], P. Béjot[1], J. Fatome[1], G. Millot[1], K. L. Tarnowski[2], B. Kibler[1]

[1]*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne – UMR CNRS 6303, 9 av. Savary BP 47870, 21078 Dijon, Francja*
[2]*Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska*

karolina.stefanska@pwr.edu.pl

W światłowodach wielomodowych obserwuje się liczne złożone zjawiska czasowo-przestrzenne, takie jak geometryczna niestabilność parametryczna (GPI), samooczyszczanie wiązki, solitony wielomodowe i dyskretna emisja stożkowa [1–4], z których większość zależy od profilu współczynnika załamania włókna. Włókna o gradientowym profilu współczynnika załamania (GRIN) wykazują ciekawą cechę równoodległych współczynników załamania poszczególnych grup modów, co zapewnia możliwość uzyskania dopasowania fazowego ze względu na samoogniskowanie wiązki. Zjawisko GPI wiąże się z tą cechą, i polega na konwersji promieniowania lasera do odstrojonych pasm położonych symetrycznie względem częstotliwości pompy [1] (poprzez liczne międzymodowe procesy mieszania czterofalowego (FWM)). W światłowodach kilkumodowych, liczba możliwych międzymodowych kombinacji jest znacznie mniejsza, dzięki czemu nowo generowane częstotliwości można badać rozważając procesy FWM pomiędzy poszczególnymi modami [5]. Dotychczasowe badania procesów FWM oraz GPI skupiały się na pasmach generowanych po krótkofalowej stronie pompy (w zakresach bliskiej podczerwieni i widzialnym) we włóknach o stosunkowo dużej średnicy rdzenia (50-100 µm) [1, 6–8]. Natomiast pasma generowane w zakresie średniej podczerwieni (w długofalowej części widma) nie były szczegółowo badane.

W tej pracy, badamy możliwe procesy FWM w kilkumodowym światłowodzie typu GRIN o średnicy rdzenia 22 µm [6]. Najciekawsza oberwacja dotyczy dalekiej konwersji częstotliwości. W procesie FWM z lasera pompującego o długości fali 1064 nm i czasie trwania impulsu 400 ps wygenerowano pasmo o długości fali 3575 nm (Rys. 1). Jest to najdalsza konwersja częstotliwości osiągnięta dotychczas w światłowodzie ze szkła krzemionkowego. Wyniki pomiarów pozostają w doskonałej zgodności z wynikami symulacji numerycznych. Ponadto, przeprowadzona analiza teoretyczna procesów FWM wewnątrz- i międzymodowych [5], pozwala na wyjaśnienie pochodzenia piku obserwowanego w zakresie średniej podczerwieni oraz pików w zakresach widzialnym i bliskiej podczerwieni, obserwowanych przy innych warunkach pobudzenia. Prezentowane wyniki dają nadzieję na opracowanie nowych, światłowodowych źródeł światła pracujących w zakresie 1,5 −3,5 µm. Położenie spektralne generowanych pasm można kontrolować odpowiednio dostosowując parametry włókna.



Rys. 1. (a) Niedopasowanie fazowe $\Delta\beta$ dla procesu FWM w modzie podstawowym. (b) Widmo po zoptymalizowaniu konwersji pompy do średniej podczerwieni. Rozkład przestrzenny natężenia poszczególnych składowych spektralnych zmierzono za pomocą obrazowania pola bliskiego końcówki światłowodu z użyciem pasmowo przepustowych filtrów spektralnych.

Podziękowania: Praca powstała przy wsparciu Narodowego Centrum Nauki (2018/30/E/ST7/00862), Narodowej Agencji Wymiany Akademickiej (STER Programme Internationalisation of Wroclaw University of Science and Technology Doctoral School) oraz Stypendium Rządu Francuskiego.

Literatura

1. K. Krupa, et al., Phys. Rev. Lett. 116, 183901 (2016).
2. K. Krupa, et al., Nat. Photon. 11, 237 (2017).
3. W. H. Renninger F. W. Wise, Nat. Commun. 4, 1719 (2013).
4. K. Stefańska, P. Béjot, K. Tarnowski, B. Kibler, ACS Photon. 10, 727 (2023).
5. E. Nazemosadat, H. Pourbeyram, A. Mafi, J. Opt. Soc. Am. B 33, 144 (2016).
6. R. Dupiol, et al., Opt. Lett. 42, 1293 (2017).
7. H. E. Lopez-Aviles, et al., APL Photon. 4, 022803 (2019).
8. A. Bendahmane, et al., Opt. Express 29, 30822 (2021).

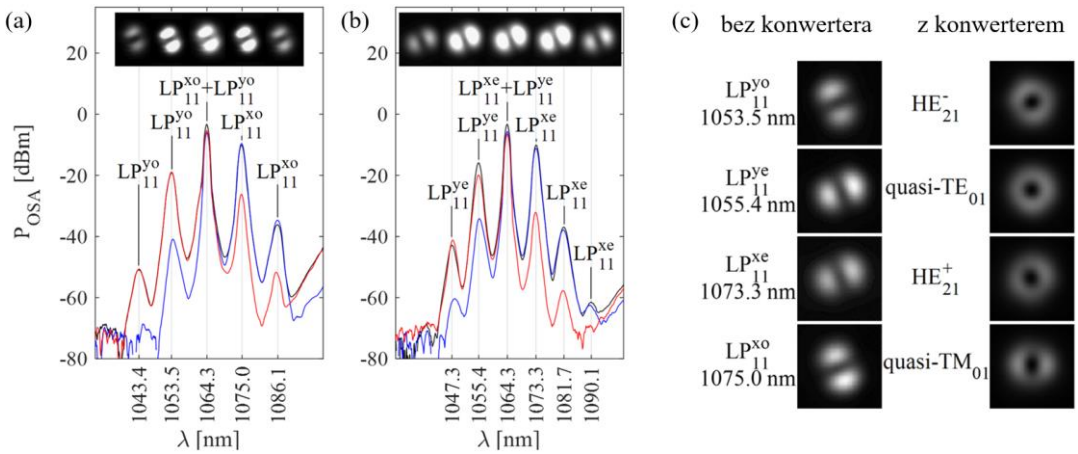
6 lipca 2023, 13:05

Selektywne pobudzanie modów wyższych rzędów w światłowodach do zastosowań w optyce nieliniowej

K. Żołnacz[1], M. Bernaś[1], P. Mergo[2], W. Urbańczyk[1]
[1]*Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław*
[2]*Pracownia Technologii Światłowodów, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Plac Marii Curie-Skłodowskiej 3, 20-031 Lublin*
e-mail Autora: kinga.zolnacz@pwr.edu.pl

Zjawiska nieliniowe w światłowodach kilku- i wielomodowych są wykorzystywane do generacji światła w różnych zakresach spektralnych [1], do zasiewania innych efektów nieliniowych, do multipleksacji w sieciach telekomunikacyjnych [2], a także w czujnikach światłowodowych oraz w konwerterach modów zapewniających wysoką czystość modową. Wiele efektów nieliniowych zachodzących w modach wyższych rzędów lub pomiędzy różnymi modami przestrzennymi zostało zademonstrowanych przez różne grupy badawcze, m. in. solitony wielomodowe [3], oraz międzymodowe mieszanie czterofalowe (ang. *four-wave mixing* – FWM) [4]. Ze względu na potencjalne wykorzystanie światłowodów kilku- i wielomodowych w telekomunikacji do techniki multiplikacji modowej, międzymodowe zjawiska nieliniowe są ciągle przedmiotem intensywnych badań.

Generacja wybranych efektów nieliniowych w modach przestrzennych lub polaryzacyjnych wyższych rzędów wymaga ich precyzyjnego pobudzenia. Opracowana przez nas metoda selektywnego pobudzania różnych kombinacji tych modów w światłowodach dwójłomnych z użyciem pryzmatu Wollastona [5] możliwa kontrolowanie położenia i wzmocnienia pasm generowanych w wyniku różnych efektów nieliniowych. W szczególności możliwa jest generacja międzymodowych i wektorowych niestabilności modulacyjnych (ang. *intermodal and vector modulation instability* – IMMI/VMI), a także generacja superkontinuum lub solitonów w wybranym modzie wyższego rzędu z zachowaniem dużej czystości modowej. W trakcie referatu przedstawione zostaną wyniki eksperymentalne pokazujące wybrane międzymodowe procesy nieliniowe w światłowodach różnych typów oraz możliwość ich kontrolowanego przestrajania poprzez zmianę warunków pobudzenia. Pokazany zostanie także w pełni światłowodowy, szerokopasmowy konwerter modów LP_{11} do modów wirowych, który uzyskuje się poprzez lokalne, gradientowe skręcenie światłowodu dwójłomnego typu PANDA [6]. Z jego wykorzystaniem, pasma wygenerowane nieliniowo w modach LP_{11} mogą zostać łatwo przekonwertowane do modów wirowych. Przedstawiona zostanie konwersja pasm wygenerowanych w wyniku VMI w czterech różnych modach polaryzacyjnych LP_{11} do czterech różnych modów wirowych (o różnych spinowych i orbitalnych momentach pędu, rys. 1), a także szerokopasmowa konwersja superkontinuum wygenerowanego w światłowodzie mikrostrukturalnym w modzie LP_{11} do modu wirowego w zakresie spektralnym od 1000 do 1500 nm.



Rysunek 1. Widma wektorowych niestabilności modulacyjnych wygenerowanych w światłowodzie typu PANDA przy pobudzeniu pary modów LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{yo} (a) oraz LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{ye} (b). Zdjęcia modów na wyjściu ze światłowodu dla długości fali odpowiadającym wygenerowanym pasmom przed wytworzeniem konwertera modów oraz po (c).

Literatura

1. M. N. Zervas, C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 20(5), 219-241 (2014).
2. P. J. Winzer, D. T. Neilson, A. R. Chraplyvy, "Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years," Opt. Express 26, 24190-24239 (2018).
3. M. Zitelli, F. Mangini, M. Ferraro, O. Sidelnikov, S. Wabnitz, "Conditions for walk-off soliton generation in a multimode fiber," Commun. Phys. 4, 182 (2021).
4. R. Dupiol, A. Bendahmane, K. Krupa, A. Tonello, M. Fabert, B. Kibler, T. Sylvestre, A. Barthelemy, V. Couderc, S. Wabnitz, G. Millot, "Far-detuned cascaded intermodal four-wave mixing in a multimode fiber," Opt. Lett. 42, 1293-1296 (2017).
5. K. Zolnacz, W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP_{01} and LP_{11} polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," Opt. Express 30, 926-938 (2022).
6. M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP_{11} modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," Opt. Lett. 46, 4446-4449 (2021)

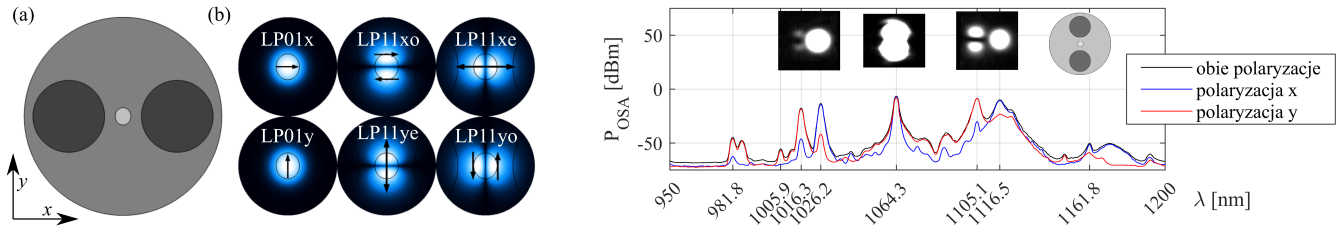
Mnogość procesów mieszania czterech fal zachodzących pomiędzy różnymi modami przestrzennymi i/lub polaryzacyjnymi w światłowodach dwójłomnych

K. Tarnowski, K. Żołnacz, S. Majchrowska, W. Urbańczyk

Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki,
Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska
karol.tarnowski@pwr.edu.pl

Mieszanie czterech fal jest procesem konwersji częstotliwości zachodzącym w światłowodach nieliniowych. W światłowodach kilkumodowych i wielomodowych w procesie tym mogą uczestniczyć różne mody. Mieszanie czterech fal było obserwowane pomiędzy różnymi modami przestrzennymi w światłowodach niedwójłomnych [1] oraz pomiędzy modami polaryzacyjnymi światłowodów dwójłomnych [2,3]. W typowej konfiguracji, pobudzane są dwa mody światłowodu dla długości fali pompy, a mieszanie czterech fal prowadzi do pojawiania się dwóch pasm (sygnałowego i jałowego), każde w innym z pobudzonych modów. Właściwości światłowodu określają warunki dopasowania fazowego oraz całki przekrycia modów. Wraz z warunkami pobudzenia determinują, które mody biorą udział w procesie mieszania czterech fal oraz dla jakich długości fal generowane są pasma sygnałowe i jałowe.

W tej pracy analizujemy różne procesy międzymodowego mieszania czterech fal, które zachodzą w światłowodzie dwójłomnym o skokowym rozkładzie współczynnika załamania prowadzącym mody przestrzenne LP_{01} oraz LP_{11} dla długości fali 1064,3 nm. Schemat konstrukcji wykorzystanego światłowodu wraz z rozkładami pól elektrycznych sześciu prowadzonych modów polaryzacyjnych pokazano na rys. 1(a-b). Opracowanie metody selektywnego pobudzania różnych kombinacji modów przestrzennych i polaryzacyjnych [4] umożliwiło obserwację różnych procesów mieszania czterech fal. W szczególności opracowana metoda umożliwia czyste pobudzenie par modów o ortogonalnych polaryzacjach i różnych rozkładach przestrzennych. Takie warunki pobudzenia umożliwiają generację do trzech par pasm mieszania czterech fal w różnych modach przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach [5]. Przykładowe widmo uzyskane eksperymentalnie jest pokazane na rys. 1(c).



Rys. 1. (a) Schemat konstrukcji wykorzystanego światłowodu. (b) Rozkłady pola elektrycznego modów prowadzonych dla długości fali 1064 nm. (c) Widma obserwowane polaryzacyjnie wygenerowane w procesach mieszania czterech fal przy pobudzeniu pary modów LP_{01}^{y}, LP_{11}^{xe}. Charakter przestrzenny generowanych modów pokazują obrazy zajerestrowane kamerą.

Podziękowania: Praca powstała przy wsparciu Narodowego Centrum Nauki (2018/30/E/ST7/00862, 2016/22/A/ST7/00089).

Bibliografia

1. S. M. M. Friis, I. Begleris, Y. Jung, K. Rottwitt, P. Petropoulos, D. J. Richardson, P. Horak, and F. Parmigiani, "Inter-modal four-wave mixing study in a two-mode fiber," Opt. Express **24**, 30338 (2016).
2. R. H. Stolen, M. A. Bösch, and C. Lin, "Phase matching in birefringent fibers," Opt. Lett. **6**, 213 (1981).
3. G. Millot and S. Wabnitz, "Nonlinear polarization effects in optical fibers: polarization attraction and modulation instability [Invited]," J. Opt. Soc. Am. B **31**, 2754 (2014).
4. K. Zolnacz and W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP01 and LP11 polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," Opt. Express **30**, 926–938 (2022).
5. S. Majchrowska, K. Żołnacz, W. Urbańczyk, and K. Tarnowski, "Multiple intermodal-vectorial four-wave mixing bands generated by selective excitation of orthogonally polarized LP01 and LP11 modes in a birefringent fiber," Opt. Lett. **47**, 2522–2525 (2022).

7 lipca 2023, 9:00, prezentacja plenarna

Atomy rydbergowskie jako konwertery mikrofalowo-optyczne

Michał Parniak[1],
[1]Centrum Optycznych Technologii Kwantowych, Uniwersytet Warszawski, S. Banacha 2c, 02-097 Warszawa, Polska
e-mail Autora: m.parniak@cent.uw.edu.pl

Fotony optyczne i mikrofalowe dzielą około cztery rzędy wielkości w zakresie częstości. Podobnie zalety w przetwarzaniu informacji kwantowej, i nie tylko, są różne dla obu domen. Na przykład fotony optyczne są świetne do przekazywania kubitów na duże odległości, a fotony mikrofalowe stanowią podstawę obliczeń kwantowych opartych o kubity nadprzewodzące. Połączenie tych dwóch domen jest trudne przez ich naturalną niekompatybilność. Atomy rydbergowskie, czyli wysoko wzbudzone atomy neutralne, w naszym przypadku rubidu, sprzęgają się naturalnie do obu domen. W naszym eksperymencie [1] wykorzystaliśmy przejścia pomiędzy dwoma stanami rydbergowskimi do absorpcji mikrofal, oraz standardowe przejścia optyczne do emisji fotonów. W procesie nieliniowego mieszania sześciu fal zaobserwowaliśmy spójną konwersję fotonów mikrofalowych na optyczne z szumem osiągającym limit mikrofalowego promieniowania termicznego. Nasz układ po raz pierwszy umożliwił ten proces w temperaturze pokojowej oraz w sposób ciągły. Używając dodatkowo licznika fotonów, zaobserwowaliśmy termiczne własności statystyczne promieniowania, oraz interferencję dwufotonową pól mikrofalowych (z otoczenia i anteny). Mimo że nasz system jest ograniczony przez otoczenie w temperaturze pokojowej, jego czułość jest porównywalna z elektroniką kriogeniczną co sugeruje zastosowania wykraczające daleko poza wspominanie przetwarzanie informacji kwantowej.

Literatura

1. S. Borówka, U. Pylypenko, M. Mazelanik, M. Parniak, arXiv:2302.08380 (2023)

Optyczna superheterodynowa detekcja słabego pola mikrofalowego przy pomocy rydbergowskich atomów rubidu

Sebastian Borówka[1,2], **Mateusz Mazelanik**[1], **Michał Parniak**[1,3]

[1] *Centrum Kwantowych Technologii Optycznych, Centrum Nowych Technologii, Uniwersytet Warszawski, Banacha 2c, 02-097 Warszawa*

[2] *Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Pasteura 5, 02-093 Warszawa*

[3] *Niels Bohr Institutet, Københavns Universitet, Blegdamsvej 17, 2100 Kopenhaga, Dania*

s.borowka@cent.uw.edu.pl

Detekcja i charakteryzacja słabych pól mikrofalowych w ostatnich latach przyciąga uwagę naukowców i inżynierów z licznych dziedzin. Poza oczywistymi zastosowaniami w telekomunikacji, elektrometria słabych pól mikrofalowych służy standaryzacji i cechowaniu pola elektrycznego w tym zakresie widmowym, jak również otwiera interesujące perspektywy dla mikrofalowej astronomii obserwacyjnej. Dodatkowo w związku z tym, że liczne realizacje komputerów oraz symulatorów kwantowych operują na kubitach mikrofalowych, temat ten jest interesujący dla szybko rozwijających się technologii kwantowych.

Jednym z nowych tematów w dziedzinie detekcji mikrofalowej są rydbergowskie atomy alkaliczne, które dzięki przejściom energetycznym w reżimie mikrofalowym, stanowią doskonały interfejs mikrofalowo-optyczny. Czułość na promieniowanie mikrofalowe atomów rydergowskich w połączeniu z prostotą realizacji w ciepłych parach atomowych spowodowały, że zostały one zaproponowane jako nowy standard natężenia pola mikrofalowego [1]. Dalsze eksperymenty pokazały, że możliwe jest użycie atomów rydbergowskich do telekomunikacji (tzw. „atomowe radio") i scharakteryzowały ich własności [2, 3].

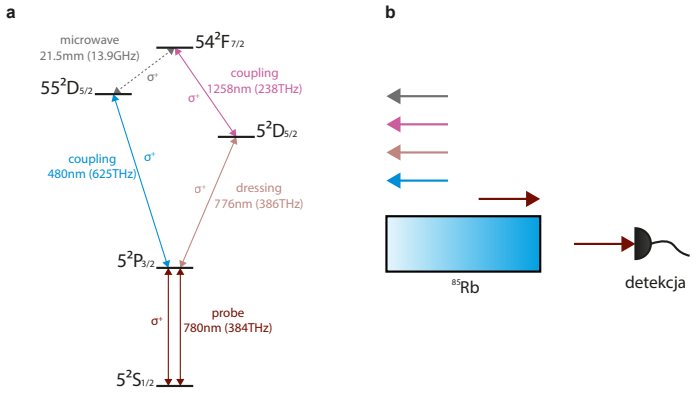


Fig. 1. **a**, Fragment struktury energetycznej rubidu 85 wykorzystany w detekcji. Przyłożone laserowe pola próbkujące (*probe*), ubierające (*dressing*) oraz sprzęgające (*coupling*) pozwalają na detekcję słabego pola mikrofalowego (*microwave*). **b**, Uproszczony schemat detekcji pola mikrofalowego w komórce z parami rubidu 85. Pole próbkujące w przeciwpropagacji do pozostałych pól służy do detekcji pola mikrofalowego, którego obecność przejawia się w modulacji natężeniowej.

Najwyższa czułość detekcji mikrofalowej uzyskiwana jest przy użyciu lokalnego oscylatora mikrofalowego [4], w pomiarze naśladującym odbiornik superheterodynowy. Wymaga to jednak wprowadzenia dodatkowego pola mikrofalowego, co może być niepożądane w detekcji słabych pól. Prezentujemy tutaj alternatywny sposób optycznej detekcji superheterodynowej pola o częstotliwości 13,9 GHz, wykorzystujący wyłącznie pola optyczne (Fig. 1). Udaje się nam w ten sposób uzyskać czułość rzędu 100 $\mathrm{nVcm^{-1}Hz^{-1/2}}$, porównywalną z dotychczasowymi wynikami w zwykłej detekcji superheterodynowej [4].

Literatura

1. Sedlacek, J. A. *et al.* Microwave electrometry with rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances. *Nature Physics* **8**, 819–824 (2012). URL `https://doi.org/10.1038%2Fnphys2423`.
2. Meyer, D. H., Cox, K. C., Fatemi, F. K. & Kunz, P. D. Digital communication with rydberg atoms and amplitude-modulated microwave fields. *Applied Physics Letters* **112**, 211108 (2018). URL `https://doi.org/10.1063%2F1.5028357`.
3. Borówka, S., Pylypenko, U., Mazelanik, M. & Parniak, M. Sensitivity of a rydberg-atom receiver to frequency and amplitude modulation of microwaves. *Applied Optics* **61**, 8806 (2022). URL `https://doi.org/10.1364%2Fao.472295`.
4. Jing, M. *et al.* Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed rydberg spectroscopy. *Nature Physics* **16**, 911–915 (2020). URL `https://doi.org/10.1038%2Fs41567-020-0918-5`.

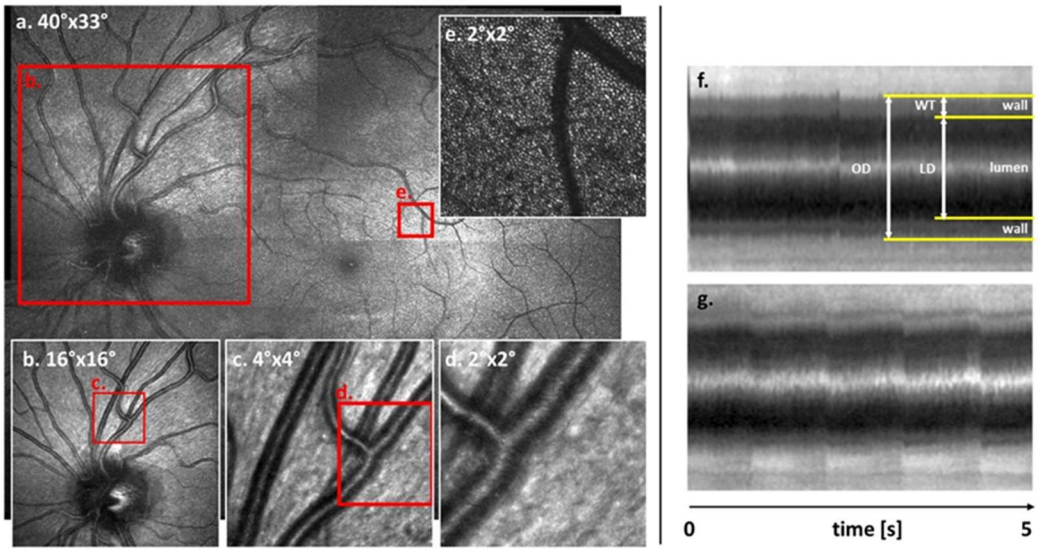
7 lipca 2023, 9:55

Obrazowanie morfologii i dynamiki naczyń krwionośnych w siatkówce oka ludzkiego za pomocą wielozakresowego skaningowego oftalmoskopu laserowego

M. Szkulmowski[1], P. Stremplewski[1], J. Kochańska[1], M. Sylwestrzak[1], K. Narkiewicz[2,3], J. Wolf[2,3], M. Hellmann[2,3] J. Murawska[2,3], E. Dąbrowska[2,3], A. Szkulmowska[4]

[1]Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń
[2]Wydział Lekarski, Gdański Uniwersytet Medyczny, ul. M. Skłodowskiej-Curie 3a, 80-210 Gdańsk
[3]Centrum Medycyny Translacyjnej, Gdański Uniwersytet Medyczny, ul. M. Skłodowskiej-Curie 3a, 80-210 Gdańsk
[4]Inoko Vision sp. z o.o., ul. Mickiewicza 7/17, 87-100 Toruń

Mikrokrążenie jest częścią układu krążenia, która znajduje się pomiędzy układem tętniczym i żylnym. Pełni wiele ważnych funkcji, w tym wymianę składników odżywczych i metabolitów między krwią a tkankami, termoregulację, ochronę przed znacznymi wahaniami ciśnienia, które mogą prowadzić do zaburzeń dyfuzji i uszkodzeń narządów, a także reguluje opory obwodowe. Istnieje szereg mechanizmów regulujących zmiany czynnościowe i strukturalne mikrokrążenia, w tym: miogenny (zwężenie i rozszerzenie naczyń spowodowane zmianami ciśnienia przezściennego), śródbłonkowy (wydzielanie przez śródbłonek substancji zwężających naczynia krwionośne), neurogenny (regulacja przez autonomiczny układ nerwowy), metaboliczny (w odpowiedzi na O2, ciśnienie parcjalne CO2 lub pH krwi) oraz czynniki fizyczne (temperatura, lepkość krwi). Zmiany w obszarze mikrokrążenia mogą znacznie poprzedzać pojawienie się pierwszych objawów chorób układu krążenia [1]. Z tego powodu ocena obszaru mikrokrążenia oraz zachodzących w nim zmian strukturalnych i czynnościowych może mieć szczególne znaczenie w rozpoznawaniu chorób układu krążenia w fazie subklinicznej. Jednym z przykładów takich zmian strukturalnych i czynnościowych jest proces przebudowy naczyń, w którym w przebiegu nadciśnienia tętniczego lub cukrzycy zmienia się grubość ściany naczynia i średnica jego światła [2,3]. Siatkówka oka jest częścią ludzkiego ciała, w której można bezpośrednio obserwować mikrokrążenie oraz morfologię i dynamikę pojedynczych naczyń i oceniać je ilościowo in vivo w normalnych warunkach ciśnienia krwi. W celu obserwacji naczyń w siatkówce zbudowaliśmy skaningowy oftalmoskop laserowy (SLO) o wysokiej rozdzielczości z regulowanym polem widzenia oraz zaprojektowaliśmy i wdrożyliśmy techniki przetwarzania obrazu w celu wyodrębnienia i ilościowego określenia podstawowych parametrów morfologicznych naczyń, takich jak średnica światła naczynia, średnica zewnętrzna, grubość ściany naczynia, pole przekroju poprzecznego ściany i stosunek ściany do światła. Układ może śledzić ewolucję parametrów naczyń podczas kilku cykli tętna z częstością 30Hz. Rejestrowane obrazy dna oka pozwalają na jednoczesną ocenę prędkości przepływu krwi w danym naczyniu, co pozwala na analizę zależności łączących dynamiczne zmiany morfologii naczyń z parametrami przepływu krwi.



Rysunek 1. Obrazowanie naczyń siatkówki za pomocą skaningowego oftalmoskopu laserowego o wysokiej rozdzielczości (SLO). a. Mozaika obrazów o polu widzenia 40°x33°. b-d. Sekwencja zbliżeń ze zmniejszającym się polem widzenia tego samego miejsca na siatkówce z ogniskiem układu obrazującego ustawionym na naczynia siatkówkowe. e. Obraz o polu widzenia 2°x2° z ogniskiem ustawionym na warstwie fotoreceptorów. f-g. Uśrednione przekroje poprzeczne obliczone na podstawie 150 ramek SLO uzyskanych w ciągu 5 sekund dla dwóch naczyń siatkówkowych. Uśrednianie wzdłuż naczynia lepiej uwidacznia morfologię naczynia - ściany naczynia stają się widoczne. Naczynie na panelu g. pokazuje zależne od tętna zmiany w morfologii naczynia. OD – średnica zewnętrzna, WT – grubość ściany, LD – średnica światła, wall – ściana naczynia, lumen – światło naczynia.

Literatura

1. Park, J.B., Schiffrin, E.L., "Small artery remodeling …" J Hypertens. 19:921–930 (2001).
2. Mulvany, M.J., Baumbach, G.L., Aalkjaer, C., et al. "Vascular remodeling," Hypertension 28: 505–506 (1996).
3. Renna N.F., de las Heras, N., Miatello, R.M., "Pathophysiology of Vascular Remodeling …," Int. J. of Hypertens. ID 808353 (2013).

Szerokopolowa tomografia koherencyjna OCM do wysokorozdzielczego obrazowania dynamiki ruchów wewnątrzkomórkowych

S. Morawiec[1], P. Stremplewski[1], A. Ajduk[2], M. Szkulmowski[1]
[1]Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń
[2]Zakład Embiologii, Wydział Biologii, Uniwersytet Warszawski, ul. Miecznikowa 1, 02-096 Warszawa
e-mail: seweryn.morawiec@fizyka.umk.pl

1. Wstęp

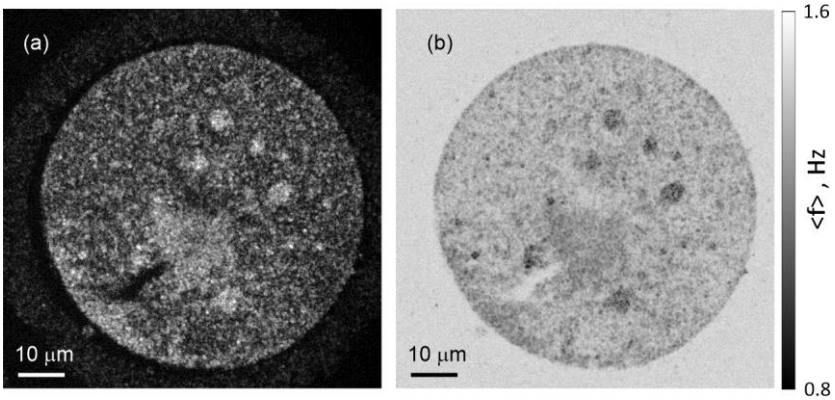
Mikroskopowa tomografia koherencyjna OCM (ang. *Optical Coherence Microscopy*) umożliwia obrazowanie żywych komórek na podstawie wstecznego rozproszenia światła w próbce, bez konieczności używania znaczników fluorescencyjnych [1]. Dzięki temu OCM w minimalnym stopniu wpływa na przeżywalność komórek.

2. Metoda

W niniejszej pracy przedstawiamy kompaktowy układ OCM zbudowany jako moduł rozszerzający dla komercyjnego mikroskopu fluorescencyjnego. Urządzenie działa w układzie interferometru Linnika z obiektywami x40, 0.75 NA, zapewniającymi rozdzielczość poprzeczną poniżej 0.5 μm. Niska spójność przestrzenna i czasowa zastosowanego oświetlenia LED umożliwia uzyskanie wysokiej rozdzielczości podłużnej oraz wytłumienie przesłuchów międzykanałowych wynikających z wielokrotnych rozproszeń światła w próbce. Uzyskanie obrazów OCM umożliwia modulacja fazy wiązki referencyjnej zrealizowana poprzez oscylacje zwierciadła referencyjnego zamontowanego na elemencie piezoelektrycznym. Pojedynczy obraz OCM dla próbki statycznej uzyskiwany poprzez transformatę Fouriera obrazów zarejestrowanych dla całkowitego przesunięcia fazowego 2π.

3. Wyniki

Do uzyskania obrazów dynamicznych możliwe jest wykorzystanie fizjologicznego ruchu struktur wewnątrzkomórkowych powodujących modulację fazy światła rozproszonego powodującej fluktuację sygnału OCM. W niniejszej pracy zajmujemy się badaniem żywych oocytów mysich na wczesnym etapie rozwoju. Rysunek 1 przedstawia dynamikę ruchów wewnątrzkomórkowych oocytu w przekroju poprzecznym zawierającym między innymi wrzeciono podziałowe.



Rysunek 1. Przekrój oocytu mysiego na wczesnym etapie rozwoju. (a) Średnia amplituda transformaty Fouriera sygnału OCM w paśmie 0.05 – 1 Hz oraz (b) średnia częstość oscylacji.

Średnia amplituda transformaty Fouriera sygnału OCM w paśmie 0.05 – 1 Hz, przedstawiona na rys. 1(a), jest proporcjonalna do amplitudy oscylacji oraz potencjału rozpraszania próbki. Odpowiadająca średnia częstość oscylacji przedstawiona jest na rysunku 1(b). Obrazy pozwala na rozróżnienie struktur wewnątrzkomórkowych na podstawie dynamiki ruchu, co stanowi dodatkowy kontrast poza standardowym obrazowaniem strukturalnym. Ponadto, ruch cytoplazmy istotnie redukuje wpływ szumu plamkowego na jakość obrazów dając w rezultacie uśrednione obrazy strukturalne o wysokiej rozdzielczości i wysokim kontraście.

Literatura

1. K. Karnowski, A. Ajduk, B. Wieloch, S. Tamborski, K. Krawiec, M. Wojtkowski, and M. Szkulmowski, "Optical coherence microscopy as a novel, non-invasive method for the 4D live imaging of early mammalian embryos," Sci Rep **7**, 4165 (2017)

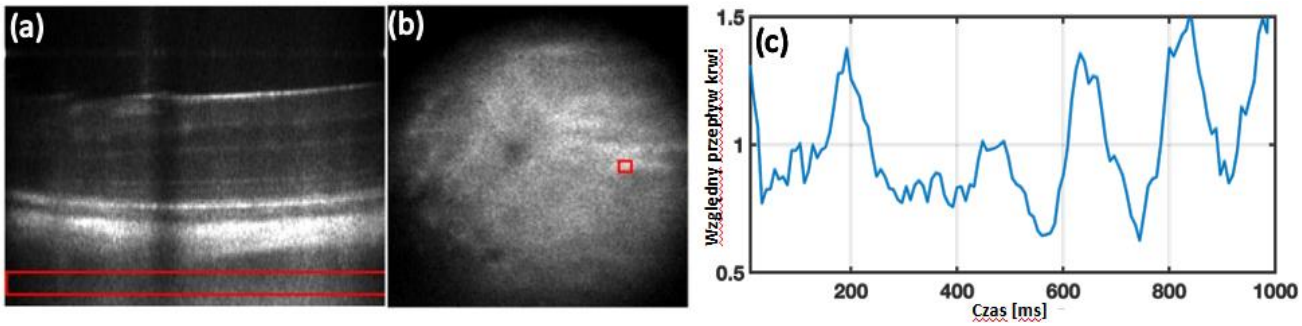
7 lipca 2023, 10:25

Optyczna metoda monitorowania hemodynamiki siatkówki oka myszy z wykorzystaniem czasowo-przestrzennej tomografii optycznej (STOC-T)

W. Kulesza [a,b], M. Wielgo[a,b], P. Węgrzyn[a,b,c], S. Tomczewski[a,b], K. Kordecka[a,b], A. Galińska[a,b], E. Auksorius[e], A. Foik[a,b], R. Zawadzki[d], M. Wojtkowski[a,b], D. Borycki[a,b], A. Curatolo[a,b,*]

[a]Międzynarodowe Centrum Badań Oka – ICTER, Skierniewicka 10a, Warszawa, Polska
[b]Instytut Chemii Fizycznej PAN, Kasprzaka 44/52, Warszawa, Polska
[c]Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, Pasteura 5, Warszawa, Polska
[e]Center for Physical Sciences and Technology (FTMC), Saulėtekio al. 3, Wilno, Litwa
[f]Department of Ophthalmology & Vision Science, University of California Davis, Sacramento, Kalifornia, Stany Zjednoczone

W okulistyce analiza hemodynamiki siatkówki i naczyniówki jest szczególnie cenna w diagnostyce retinopatii cukrzycowej i jaskry [1]. Nieinwazyjna analiza hemodynamiki na różnych głębokościach wymaga wykorzystania tomograficznych technik obrazowania optycznego. Taką techniką jest przestrzenno-czasowa tomgrafia optyczna bazująca na tomografii optycznej OCT z detekcją fourierowską. Techniki tomografii optycznej (OCT) oferują jednoczesną analizę hemodynamiki w różnych częściach tkanki; jednak głównym ograniczeniem dokładnej analizy czasowej sieci naczyń 3D była ograniczona wolumetryczna liczba klatek na sekundę systemów OCT typu skaningowego. W tym celu przedstawiamy nowy ultraszybki system obrazowania wykorzystujący przestrzenno-czasową tomografię optyczną (STOC-T), pierwotnie rozwinięty do obrazowania in vivo siatkówki oka ludziego [2], który umożliwia uzyskiwania objętościowej informacji strukturalnej zarówno z siatkówki i tkanki naczyniówki myszy z częstotliwością zbierania objętości 112 Hz. Układ dodatkowo wyposażony jest w skalibrowaną kamerę fundusową wykorzystujące białe światło , co pomaga ustawić pozycję tak by oś optyczną oka myszy pokrywała się z osią optyczną układu a siatkówka znajdywała się w płaszczyźnie obrazowej układu. Kamera dna oka jest skalibrowana w taki sposób, że gdy obraz dna oka myszy w świetle białym jest ostry po wybraniu odpowiedniej grubości żelu dla danego oka myszy i interfejsu oka myszy (soczewka wypukło-wklęsła), odpowiedni obraz, na kamerze STOC-T wykorzystującej do obrazowani wiązkę z zakresu bliskiej podczerwieni, warstwy będącej przedmiotem zainteresowania, np. nabłonka barwnikowego siatkówki, jest również ostry. Przedstawiamy obrazy tkanki siatkówki i naczyniówki myszy typu dzikiego B6 po regulacji płaszczyzny ogniskowej. Wydobywamy pulsacyjną częstotliwość przepływu krwi z wielu naczyń siatkówki i naczyniówki z obrazów OCT zawierających wyłącznie struktury, podkreślając perspektywy STOC-T do monitorowania hemodynamiki siatkówki w prosty sposób.



Rysunek 1. (a) Przekrój STOC-T strukturalny XZ (B-Skan) z myszy B6 albinos typu dzikiego, z czerwonymi liniami ograniczającymi obszar naczyniówki będącą przedmiotem zainteresowania. (b) Odpowiednie uśrednione warstwy en-face, z czerwonymi ramami wokół naczyń naczyniówkowych będących przedmiotem zainteresowania do analizy śladu tętna przez 1000ms w (c). Zgoda komisji etycznej (nr 1401P3/2022)

Literatura

1. Labounková, R. Labounek, R. Kolář, R. P. Tornow, C. F. Babbs, C. M. McClelland, B. R. Miller, and I. Nestrašil, "Heart rate and age modulate retinal pulsatile patterns," Communications Biology **5**, 582 (2022).

2. E. Auksorius, D. Borycki, P. Wegrzyn, B. L. Sikorski, K. Lizewski, I. Zickiene, M. Rapolu, K. Adomavicius, S. Tomczewski, and M. Wojtkowski, "Spatio-temporal optical coherence tomography provides full thickness imaging of the chorioretinal complex," iScience **25**, 105513 (2022).

7 lipca 2023, 10:40

Krzywa czułości spektralnej dla widzenia dwufotonowego

K. Komar[1,2,3*], M. Marzejon[2,3] A. Zielińska[1], D. Stachowiak[4], G. Soboń[4], M. Szkulmowski[1], M. Wojtkowski[2,3]

[1]Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń
[2]Międzynarodowe Centrum Badań Oka, Skierniewicka 10A, 01-230 Warszawa
[3] Zakład Chemii Fizycznej Układów Biologicznych, Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, ul. Marcina Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa
[4]Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wyb. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
**e-mail: kkomar@fizyka.umk.pl*

Percepcja wzrokowa zachodzi dzięki absorpcji fotonów w opsynach. W ludzkim oku za postrzeganie światła odpowiadają pręciki i trzy rodzaje czopków, które zawierają opsyny o różnych widmach absorpcji. Fotoreceptory różnią się też wartością maksymalną czułości oraz rozmieszczeniem na siatkówce: w centrum plamki żółtej dominują czopki odpowiedzialne za widzenie kolorów w warunkach dziennych (fotopowych), a na obrzeżach – pręciki, które odpowiadają za wysoką czułość wzroku w ciemności (warunki skotopowe). Fotoreceptory znajdują się w spodniej warstwie siatkówki, w związku z czym na docierające do nich światło wpływa również transmisja tkanek oka. Wszystkie te czynniki wpływają na kształt spektralnej czułości wzroku, tzw. krzywej V_λ, która leży u podstaw fotometrii.

Widzenie dwufotonowe też opiera się na absorpcji w opsynach, jednak w tym przypadku zachodzi absorpcja dwufotonowa [1]. Długość fali postrzeganego promieniowania jest więc w przybliżeniu dwa razy większa od tej przypisywanej zwykle danemu wrażeniu barwnemu. Dotychczasowe wyniki badań pozwalają wnioskować, że zachodzi ono we wszystkich typach fotoreceptorów, chociaż względna różnica w czułości między czopkami a pręcikami jest prawdopodobnie mniejsza niż dla normalnego widzenia [2]. Transmisja tkanek oka w zakresie 800-1300 nm wynika głównie z transmisji wody i różni się od tej w zakresie widzialnym [3]. Na jasność dwufotonowych bodźców wpływ mają również czas trwania impulsu i częstotliwość repetycji lasera [4]. Kwadratowa zależność jasności od mocy źródła jest kolejną cechą odróżniającą widzenie dwufotonowe od normalnego [2]. Praktyczne zastosowania efektu wymagają scharakteryzowania percepcji dwufotonowej w odniesieniu do tradycyjnej fotometrii - brak „dwufotonowej krzywej V_λ" jest istotną przeszkodą w dalszym rozwoju dziedziny.

Wykonano pomiary progu widzenia (minimalnej mocy średniej źródła wyzwalającej percepcję bodźca: okręgu 0.5° w centrum plamki żółtej) w warunkach skotopowych dla czterech zdrowych ochotników i dwóch źródeł światła: OPO (τ_p = 200 fs i F_{rep} = 76 MHz) w zakresie 750-1300 nm oraz lasera światłowodowego domieszkowanego Erbem (τ_p = 205 fs /230 fs i F_{rep} = 51.5 MHz/20 MHz/4 MHz) w zakresie 870-1080 nm [6]. Badania przeprowadzono zgodnie z normami bezpieczeństwa (PN EN 60825-1:2014 oraz ANSI Z136.1-2014), zostały też zaakceptowane przez Komisję Bioetyczną Collegium Medicum UMK. W obszarze krótszych fal (800-950 nm) obserwowano percepcję opartą jednocześnie o oba mechanizmy (jedno- oraz dwufotonowy), w związku z czym możliwe było wyznaczenie dwóch progów widzenia: wyższy z nich odpowiadał za zanik koloru niebiesko-fioletowego a niższy był progiem absolutnym (bodziec w pobliżu tego progu miał kolor czerwony). Progi absolutne w tym zakresie rosły wraz z długością fali i były zgodne z danymi z literatury dot. normalnego widzenia [5]. Od pewnej granicznej długości fali, progi absolutne zaczynały maleć, co można powiązać z percepcją dwufotonową: bodźce miały jeden kolor przypisany połowie długości fali lasera. Ta graniczna długość fali zależała od częstości repetycji i czasu trwania impulsu źródła: dla OPO i lasera Er 51.5 MHz wynosiła ~950 nm, a dla lasera Er 4 MHz: ~913 nm. Maksimum czułości dwufotonowej w centrum plamki żółtej leżało w okolicach 1080-1100 nm, co odpowiada barwie zielono-żółtej. Próg widzenia dla lasera Er 4 MHz był dla 1080 nm ponad 600 razy niższy niż próg widzenia jednofotonowego znany z literatury [5]. Ogólny kształt krzywej jest bliski fotopowej krzywej V_λ rozciągniętej poprzez dwukrotne zwiększenie długości fali i przekształconej z uwzględnieniem transmisji oka: podzielonej przez transmisję w obszarze widzialnym i przemnożonej przez transmisję w podczerwieni.

Uzyskana krzywa pozwala przewidywać progi widzenia dwufotonowego dla źródeł o różnych długościach fali oraz szerokopasmowych. Pokazano, że zmieniając częstotliwość repetycji można uzyskać laser postrzegany dwufotonowo w szerszym zakresie długości fali. Wyniki mają znaczenie dla praktycznych zastosowań widzenia dwufotonowego oraz lepszego zrozumienia tego efektu.

Literatura

1. G. Palczewska, F. Vinberg, P. Stremplewski, M. P. Bircher, D. Salom, K. Komar, J. Zhang, M. Cascella, M. Wojtkowski, V. J. Kefalov, K. Palczewski, "Human infrared vision is triggered by two-photon chromophore isomerization," Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **111**(50), E5445–E5454 (2014).
2. D. Ruminski, G. Palczewska, M. Nowakowski, V. Kefalov, K. Komar, K. Palczewski, M. Wojtkowski, "Two-photon microperimetry: sensitivity of human photoreceptors to infrared light," Biomed. Opt. Express **10**(9), 4551–4567 (2019).
3. T. J. T. P. van den Berg and H. Spekreijse, "Near Infrared Light Absorption in the Human Eye Media," Vision Res. **37**(2), 249–253 (1997).
4. M. J. Marzejon, Ł. Kornaszewski, J. Bogusławski, P. Ciąćka, M. Martynow, G. Palczewska, S. Maćkowski, K. Palczewski, M. Wojtkowski, K. Komar, "Two-photon microperimetry with picosecond pulses," Biomed. Opt. Express 12(1), 462–479 (2021).
5. P. L. Walraven and H. J. Leebek, "Foveal sensitivity of the human eye in the near infrared.," J. Opt. Soc. Am. **53**, 765–766 (1963).
6. D. Stachowiak, M. Marzejon, J. Bogusławski, Z. Łaszczych, K. Komar, M. Wojtkowski, G. Soboń, "Femtosecond Er-doped fiber laser source tunable from 872 to 1075 nm for two-photon vision studies in humans," Biomed. Opt. Express **13**, 1899-1911 (2022)

Pomiar temperatury wokół żywej komórki za pomocą centrów barwnych azot-wakancja w nanodiamentach dla zastosowań mechanobiologicznych: TFM-ODMR

Mariusz Mrózek[1], Tomasz Kołodziej[2], Maciej Głowacki[3], Mateusz Ficek[3], Robert Bogdanowicz[3], Wojciech Gawlik[1], Zenon Rajfur[1] and Adam Wojciechowski[1]

1. Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków

2. Wydział Farmaceutyczny, Uniwersytet Jagielloński Collegium Medicum, Medyczna St. 9, 30-688 Kraków, Poland

3. Wydział Elektroniki, Telekomunikacji I Informatyki, Politechnika Gdańska, Narutowicza St. 11/12 G, 80-233 Gdańsk, Poland

mariusz.mrozek@uj.edu.pl

Abstrakt: Centrum barwne azot - wakancja (NV^-) to jeden z wielu defektów w krystalicznej sieci diamentu, który dzięki swoim unikatowym właściwościom optycznym oraz możliwością kontroli polaryzacji spinowej może służyć jako dobre źródło do zastosowania jako czujnik temperatury. Nanodiamenty zawierające centra barwne NV pozwalają na pomiar temperatury wokół żywych komórek.

Nanodiamenty (ND) z ujemnie naładowanymi centrami barwnymi azot-wakancja oferują wiele interesujących zastosowań, takich jak wykrywanie pól elektrycznych i magnetycznych, pomiar temperatury i/lub ciśnienia, także w żywych komórkach.

Lokalne zmiany temperatury mogą wpływać na zachowanie komórek żywych organizmów, dlatego naukowcy potrzebują precyzyjnych metod pomiaru temperatury. W naszych badaniach zastosowaliśmy technikę optycznie wykrywanego rezonansu magnetycznego (ODMR), która polega na zmianach intensywności fluorescencji centrów barwnych azot-wakancja w diamentach podczas interakcji z polem mikrofalowym o częstotliwości około 2,87 GHz do pomiaru zmiany temperatury wokół żywej komórki.

W biologii komórki kluczowe jest zapewnienie odpowiednich biologicznie warunków. Jednak wpływ czynników fizycznych, takich jak elastyczność podłoża, jest najczęściej pomijany. Ponieważ moduł Younga tkanek miękkich jest 10^4 – 10^7 razy niższy niż moduł standardowych szalek mikroskopowych, wysiewanie komórek na miękkich podłożach może mieć wpływ pomiar. Aby naśladować elastyczność tkanek, zastosowaliśmy hydrożele poliakryloamidowe, gdzie zmieniając stosunek monomeru do środka sieciującego, możemy modyfikować ich elastyczność od 0,1 kPa do setek kilopaskali.

W naszych badaniach nanodiamenty z centrami barwnymi NV zostały umieszczone na wierzchu elastycznego podłoża w celu pomiaru temperatury. Pozwoliło nam to powiązać zmiany temperatury z komórkowymi procesami mechanobiologicznymi.

7 lipca 2023, 11:40

Kosmiczna optyka

Tomasz Kawalec[1]
[1]*Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, ul. Łojasiewicza 11, 30-349, Kraków, Polska*
e-mail Autora: tomasz.kawalec@uj.edu.pl

Od tysiącleci ludzkość zadaje sobie fundamentalne pytania dotyczące powstania naszej Ziemi. Jednym z naukowych problemów do rozwiązania jest pochodzenie wody na naszej planecie. Starożytni Grecy łączyli wiosenne deszcze ze łzami mitologicznych Hiad (z ang. Hyades) – nimf zamienionych w gwiazdy. Nowy projekt o nazwie HYADES koncepcyjnie i wielopłaszczyznowo łączy zagadnienia właśnie Kosmosu oraz wody, zmierzając do definitywnego wyjaśnienia, co było źródłem wody na pierwotnie suchej Ziemi, jakie mogą istnieć rezerwuary wody w Układzie Słonecznym oraz co nam mogą w tym kontekście powiedzieć obiekty międzygwiazdowe. Główną bohaterką tych badań jest optyka – w ekstremalnym wydaniu z pogranicza dalekiego i skrajnego ultrafioletu.

Wybrane tematy prac B+R prowadzonych z udziałem Eurotek International

Jakub Jusza, Arkadiusz Antonowicz, Józef Dresner [1], Ernest Szajna[2]

[1] Eurotek Int.Skrzetuskiego 6, 02-726 Warszawa
[2] WEA Techlab Sp. z o.o. ul. Perla 10, 41-303 Dąbrowa Górnicza
jdresner@eurotek.com.pl

Eurotek International wykorzystuje nabyte kompetencje do tworzenia i rozwijania rozwiązań dla firm komercyjnych i instytucji badawczych. Część z tych aktywności odbywa się z ramach umów o współpracy z uczelniami i instytutami badawczymi, m. in.: Politechnikami - Warszawską, Rzeszowską i Śląską, Instytutami Sieci Badawczej Łukasiewicz - Instytut Mikroelektroniki i Fotoniki oraz Instytut Lotnictwa. Osie tematyczne prowadzonych prac wymienione są w tabeli 1. W naszym wystąpieniu przedstawimy niektóre z osiągniętych wyników.

Tabela 1.

	Temat badawczy	Przykłady realizacji
1	Badania technikami wizyjnymi przepływu płynów i zjawisk zachodzących w tych przepływach	Opracowanie metodyki wykorzystania druku 3D umożliwiającej pomiary PIV pola przepływu dowolnych geometrii układu przepływowego[1]
2	Konstrukcja urządzeń do bezkontaktowego grzania laserowego w produkcji materiałów zaawansowanych	Układ grzania laserowego o wysokiej jednorodności i zmiennej geometrii pola grzewczego w komorze wysokiej próżni
		Rozwiązanie dla światłowodowego transportu wiązki laserowej 200 W w manipulatorach wysokiej próżni
3	Wyspecjalizowane układy opto-elektro-mechaniczne do zastosowań w pracach badawczo-rozwojowych	Przystosowanie wieży do wyciągania światłowodów strukturalnych do produkcji włókien z rdzeniami spiralnymi
		Półautomatyczne, zintegrowane stanowisko do laserowego znakowania ochronnego RGB
		Stanowiska do badań rozkładu przestrzennego przepływu w systemach napędu lotniczego
		Stanowisko do badań rozkładu przestrzennego przepływów w modelach dużego sprzętu AGD
4	Opracowanie w kooperacji z WEA TechLab technologii wytwarzania ulepszonych warstw funkcjonalnych przy zastosowaniu hybrydowego procesu laserowo-plazmowego[2]	Ulepszona metoda wytwarzania powłok zabezpieczających przed utlenianiem wysokotemperaturowym molibdenu, niobu np. w silnikach rakietowych[3]
		Otrzymywanie warstw o znacznie zwiększonej twardości lub wytrzymałości
		Wytwarzanie warstw funkcjonalnych na bazie proszków metali lub/i ceramicznych

[1] doi.org/10.3390/ma16031055
[2] Zgłoszenie patentowe nr P.443136
[3] doi.org/10.2139/ssrn.4439056

Wpływ wysterowania lasera EML na parametry komunikacji optycznej

J. Barański[1 2], G Budzyń[1], J. Rzepka[2]

[1] Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, ul. Janiszewskiego 11/17, 50-372 Wrocław

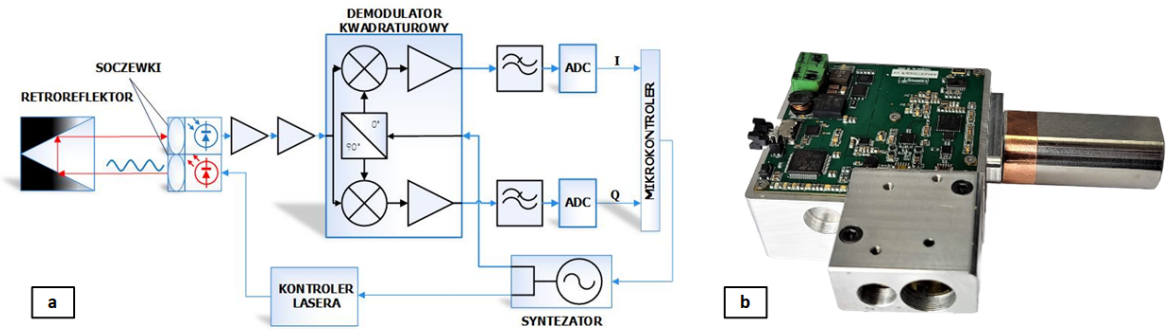
[2] Lasertex Sp. z o. o., ul. Swojczycka 26, 51-501 Wrocław

jedrzej.baranski@pwr.edu.pl

Abstrakt: Nieustający wzrost wolumenu transmitowanych na Świecie danych prowadzi do konieczności szukania możliwości zwiększania możliwości transmisyjnych istniejącej infrastruktury telekomunikacyjnej. Jedną z głównych metod jest optyczna telekomunikacja koherentna. W pracy przedstawiamy wyniki badań standardowych modułów SFP z laserem EML pod kątem ich wykorzystania w zaawansowanej transmisji danych oraz w szczególnych aplikacjach jak dalmierz laserowy czy LIDAR.
© 2023 Autor/Autorzy

Wraz z rosnącą popularnością sieci światłowodowych nastąpił gwałtowny rozwój miniaturowych transceiverów optycznych znanych jako moduły SFP (ang. Small Form-factor Pluggable). Moduły różnią się między sobą m. in. maksymalną szybkością transmisji danych, długością fali, maksymalną długością, jak i typem światłowodu, z którym współpracują (SMF lub MMF). Mimo zróżnicowania parametrów, zasada działania układów elektronicznych w modułach SFP pozostaje taka sama. Nadajnik składa się z lasera półprzewodnikowego, (zazwyczaj DFB ang. Distributed Feedback laser), oraz sterownika, który utrzymuje parametry pracy lasera i odpowiada za transmisję danych. W odbiorniku znajduje się fotodioda ze wzmacniaczem transimpedancyjnym oraz wzmacniacz ograniczający.

Lasery DFB, chociaż tanie i proste w użyciu, charakteryzują się szeregiem wad wpływających na pogorszenie możliwości transmisyjnych [1]. Wyraźnie lepsze parametry posiadają lasery z zewnętrznym modulatorem EML (ang. Externally Modulated Laser). Są trudniejsze do wysterowania ale mogą być wykorzystane w szeregu dodatkowych, zaawansowanych aplikacji jak np. w optycznej telekomunikacji koherentnej, w LIDAR-ach czy w precyzyjnych dalmierzach laserowych. Korzystając z dostępnych układów elektronicznych, zrealizowano autorską adaptację modułu SFP zawierającego laser EML (rys. 1). Skonstruowany układ umożliwia pełną kontrolę nad procesem sterowania parametrami lasera w zakresie 3.75-10 GHz. Dzięki temu możliwe jest badanie wpływu podstawowych parametrów wysterowania lasera, takich jak prąd biasu diody laserowej, napięcie modulacji i biasu modulatora oraz temperatura struktury półprzewodnikowej (lasera) na zmianę fazy i amplitudy sygnału. Testy wykazały, iż optymalizacja powyższych parametrów zdecydowanie poprawia jakość sygnału w torze odbiorczym, jednak każda zmiana parametrów wpływa na przesunięcie fazy sygnału. Zagadnienie jest szczególnie ważne dla aplikacji, które korzystają z koherentnej komunikacji optycznej.



Rysunek 1. Układ detekcji różnicy fazy (a), Koncepcja; (b) Realizacja praktyczna.

Literatura

1. Kuo Zhang, Qunbi Zhuge, Haiyun Xin, Weisheng Hu, and David V. Plant. Performance comparison of DML, EML and MZM in dispersion-unmanaged short reach transmissions with digital signal processing. Optics Express, 26(26):34288, dec 2018.

Wyzwania optyczne i opto-mechaniczne w technologiach wielodiodowych głowic tnąco-grawerujących wykorzystujących diody laserowe o długości fali 450 nm.

K. Bednarska[1], J. Janucki[1], P.W. Majewski[1], M. Szymański[1]
[1]Tomorrow's System Sp. z o.o., Pułaskiego 125/35, 15-337 Białystok, Polska

Krótkofalowe promieniowanie widzialne z zakresu umownie nazywanego niebieskim (ok. 450 nm), posiada wiele zalet w procesach cięcia, grawerowania i spiekania materiałów. Jest ono silnie absorbowane w materiałach takich jak drewno, tworzywa sztuczne oraz niektóre metale, co czyni go skutecznym narzędziem w przemyśle i laboratoriach. Jednym z kluczowych powodów szybkiego rozwoju technologii laserów diodowych 450 nm wysokiej mocy w ostatnich kilku latach jest coraz większa dostępność i sprawność diod laserowych pracujących w tym zakresie promieniowania. Dzięki temu, coraz częściej wykorzystywane są w procesach przemysłowych, gdzie ich skuteczność przynosi korzyści w postaci szybszej i precyzyjniejszej pracy, a co za tym idzie, większej wydajności.
Mimo licznych korzyści, jakie oferują diodowe źródła niebieskiego promieniowania laserowego, istnieją pewne wyzwania techniczne, które trzeba przezwyciężyć w praktycznych zastosowaniach. Jednym z największych jest wysoka anizotropia kształtu złącza półprzewodnikowego będącego emiterem promieniowania, silna asymetria kątowa profilu emisji diod laserowych w prostopadłych płaszczyznach oraz astygmatyzm wiązki, które wymagają opracowania dedykowanych rozwiązań optycznych służących do kolimacji i skupiania wiązki.[1] Innym wyzwaniem jest konieczność stosowania soczewek cylindrycznych o bardzo krótkiej ogniskowej (< 3mm) do kolimacji promieniowania w osi szybkiej stawiając wysokie wymagania względem precyzji pozycjonowania tych soczewek.[2] Trzecim wyzwaniem jest konieczność połączenia kilku wiązek w celu zwiększenia mocy optycznej pociągającym za sobą konieczność zapewnienia odpowiedniego odprowadzenia strumienia ciepła o dużej gęstości z obszaru montażowego diod laserowych, co jest kluczowe dla zapewnienia stabilnej pracy tego typu źródeł.[1]
W odpowiedzi na te wyzwania, opracowaliśmy głowicę laserową 450 nm złożoną z 6 diod laserowych o łącznej mocy 30 W zintegrowaną ze sterownikiem wysokoprądowym pozwalającym na kontrolę mocy w trybie CW i PWM (modulacja szerokością impulsu) o częstotliwości modulacji do 30 kHz. Zastosowany układ optyczny pozwala na uzyskanie kwadratowej plamki o rozmiarach 0,12 mm na 0,12 mm, umożliwiając skupienie do światłowodu o średnicy 0,2 mm.[1] Dzięki temu rozwiązaniu możliwe jest precyzyjne cięcie, grawerowanie oraz spiekanie proszków, szczególnie drewna i tworzyw sztucznych, jak również niektórych metali.[1,2]

1: „*Opracowanie innowacyjnej technologii wielodiodowej głowicy tnąco-grawerującej z wykorzystaniem diod laserowych o długości fali 450 nm*", POIR.01.01.01-00-0526/20-00
2: „*Opracowanie technologii źródła laserowego wielodiodowego opartego na diodach o długościach fal z zakresu 350-550 nm, pozwalającej na modyfikację parametrów wiązki laserowej w celu optymalizacji procesów cięcia, grawerowania i spiekania materiałów używanych w przemyśle*", POIR.01.01.01-00-0526/20-00

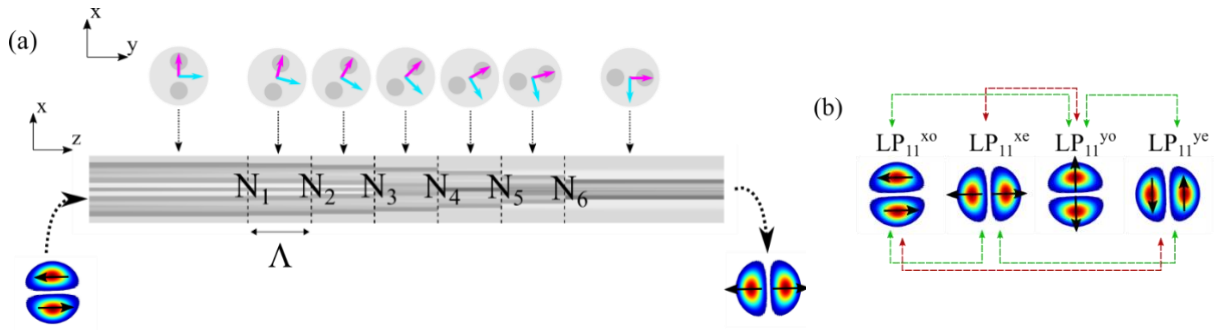
P3, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Siatka długookresowa do rezonansowych sprzężeń między modami LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym

M. Bernaś[1], G. Statkiewicz-Barabach[1], W. Urbańczyk[1]
Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, ul. Stanisława Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

Siatki długookresowe są periodycznymi strukturami wytwarzanymi w światłowodach, które umożliwiają rezonansowe sprzężenie między modami przestrzennymi różnych rzędów. Specjalnym rodzajem siatki długookresowej są tak zwane „rocking filters" (RF) wytwarzane w światłowodach dwójłomnych poprzez periodyczne skręcenie kolejnych segmentów włókna o mały kat, które służą do sprzęgania modów podstawowych o ortogonalnych polaryzacjach [1].

Pokazujemy siatkę typu RF do rezonansowych sprzężeń między modami pierwszego rzędu LP_{11} w dwumodowym światłowodzie dwójłomnym typu PANDA (Rysunek 1). Takie siatki mogą sprzęgać rezonansowo nie tylko mody LP_{11} o takiej samej strukturze przestrzennej i ortogonalnych polaryzacjach, ale również mody o takich samych polaryzacjach i ortogonalnej strukturze przestrzennej. Symulacje numeryczne wskazują również, że ze względu na małe współczynniki sprzężenia w punktach skręcenia włókna, sprzężenia rezonansowe między podwójnie ortogonalnymi modami LP_{11}, tzn. jednocześnie o ortogonalnych polaryzacjach i ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy, są praktycznie nieosiągalne.



Rysunek 1 Zasada działania siatki RF do rezonansowych sprzężeń między modami LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym typu PANDA (a). Rozkłady amplitudy i polaryzacji modów własnych LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym. Zielone/czerwone strzałki pokazują pary modów o relatywnie wysokich/niskich współczynnikach sprzężenia (b).

Ponadto, pokazujemy eksperymentalnie, że z wykorzystaniem siatki typu RF dla modów LP_{11} można otrzymać na wyjściu dwumodowego światłowodu typu PANDA wiązki TE_{01}, TM_{01}, i HE_{21} lub ich koherentne superpozycje z możliwością łatwego przestrajania przez zmianę fazy odpowiednich modów LP_{11}. W tym celu trzeba pobudzić parę modów LP_{11} o takim samym rozkładzie amplitudy i ortogonalnych polaryzacjach na wejściu światłowodu przy pomocy zaproponowanej ostatnio metody wykorzystującej pryzmat Wollastona [2] i z wykorzystaniem siatki RF przekonwertować jeden z pobudzonych modów LP_{11} do modu o tej samej polaryzacji, ale ortogonalnym rozkładzie amplitudy. W ten sposób, otrzymuje się na wyjściu światłowodu superpozycję modów o ortogonalnych rozkładach amplitudy i ortogonalnych polaryzacjach, która w zależności od różnicy faz między nimi daje czyste wiązki TE_{01}, TM_{01}, lub HE_{21}. Takie źródło, zwłaszcza wiązek TE_{01} oraz TM_{01}, może zostać wykorzystane m.in. w mikroskopii [3], pęsecie optycznej [4] lub multipleksacji modowej w komunikacji optycznej [5].

Literatura

1. G. Kakarantzas, A. Ortigosa-Blanch, T. A. Birks, and P. St. J. Russel, "Structural rocking filters in highly 538 birefringent photonic crystal fiber," Opt. Lett. **28**(3), 158-160 (2003).
2. K. Zolnacz and W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP01 and LP11 polarization 569 modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," Opt. Express **30**(2), 926–938 (2022).
3. R. Dorn, A. Quabis, and G. Leuchs, "Sharper focus for a radially polarized light beam," Phys. Rev. Lett. **91**(23), 571 233901 (2003).
4. Y. Kozawa and S. Sato, "Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams," 575 Opt. Express **18**(10) 10828–10833 (2010).
5. G. Milione, M. Lavery, H. Huang, Y. Ren, G. Xie, T. Nguyen, E. Karimi, L. Marrucci, D. Nolan, R. Alfano, and 577 A. Willner, "4×20 Gbit/s mode division multiplexing over free space using vector modes and a q-plate mode 578 (de)multiplexer," Opt. Lett. **40**(9), 1980-1983 (2015).

P4, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Pomiar i obliczenia natężeń linii tlenku węgla z pasma (3-0) z promilową dokładnością

K. Bielska[1], A. A. Kyuberis[2], Z. D. Reed[3], G. Li[4], A. Cygan[1], R. Ciuryło[1], E. M. Adkins[3], L. Lodi[5], N. F. Zobov[5], V. Ebert[4], D. Lisak[1], J. T. Hodges[3], J. Tennyson[5], O. L. Polyansky[5]

[1] *Institute of Physics, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University in Toruń, Grudziadzka 5, 87-100 Torun, Poland*
[2]*Van Swinderen Institute for Particle Physics and Gravity, University of Groningen, Nijenborgh 4, 9747AG Groningen, The Netherlands*
[3]*Chemical Sciences Division, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899 U.S.A.*
[4]*PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany*
[5]*Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, United Kingdom*
kbielska@umk.pl

Natężenia linii widmowych z pasma (3-0) tlenku węgla zostały niezależnie zmierzone przez trzy różne zespoły badawcze, przy użyciu trzech istotnie różnych technik eksperymentalnych. Ten sam zestaw stosunkowo słabych linii o wysokich rotacyjnych liczbach kwantowych *J* stanu dolnego został zmierzony techniką CRDS (ang. *cavity ring-down spectroscopy*) [1] w NIST oraz metodą CMDS (ang. *cavity mode-dispersion spectroscopy*) [2] na UMK. Silniejsze linie o niższych liczbach kwantowych *J* zostały zmierzone metodą spektroskopii fourierowskiej (FTS) [3] w PTB. Do wszystkich zmierzonych linii został dopasowany profil Hartmann-Tran [4] lub jego uproszczenia. W przypadku danych uzyskanych na UMK i w NIST wykorzystano wieloliniową technikę analizy danych [5]. Wyniki doświadczalne porównane zostały z obliczeniami przeprowadzonymi w UCL [6] bazującymi na obliczeniach *ab initio* krzywej momentu dipolowego (DMC) oraz empirycznej krzywej energii potencjalnej (PEC).

Względne różnice między natężeniami linii zmierzonymi technikami CRDS i CMDS są rzędu 1‰, podobnie różnice między wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi. Średnia różnica między średnią ważoną z wartości eksperymentalnych oraz odpowiednią wartością teoretyczną, dla zestawu sześciu linii, wynosi -0.2‰, a jej odchylenie standardowe wynosi 0.7‰. Podobne porównanie dla natężeń zmierzonych techniką FTS i wyników obliczeń daje średnią różnicę 0.7‰ z odchyleniem standardowym 0.9‰, natomiast dla połowy najsilniejszych linii otrzymujemy odpowiednio 0.2‰ i 0.4‰. Wszystkie wyniki eksperymentalne, porównane z wartościami obliczonymi, dają średnią względną różnicę 0.6‰ z odchyleniem standardowym 0.9‰ [7]. Dla porównania, dostępne do tej pory wyniki pomiarów charakteryzują się rozrzutami o ponad rząd wielkości większymi [8].

Tak dobra zgodność między wynikami pomiarów i obliczeń natężeń linii widmowych do tej pory nie była zaprezentowana. Zgodność pomiędzy wynikami pomiarów prowadzonych istotnie różnymi technikami, bazującymi na pomiarze różnych wielkości fizycznych, powoduje iż wystąpienie niewykrytego błędu systematycznego istotnie przekraczającego 1‰ jest mało prawdopodobne. Zaprezentowane podejście do wyznaczania natężeń linii widmowych może pomóc sprostać coraz większym wymaganiom związanym z zastosowaniami zdalnych pomiarów, gdzie oczekiwana jest promilowa niepewność wyznaczania koncentracji molekuł, w szczególności w detekcji gazów cieplarnianych w atmosferze ziemskiej.

Literatura

1. A. J. Fleisher et al., “Twenty-Five-Fold Reduction in Measurement Uncertainty for a Molecular Line Intensity”, Phys. Rev. Lett. **123**, 043001 (2019).
2. A. Cygan et al., “High-accuracy and wide dynamic range frequency-based dispersion spectroscopy in an optical cavity”, Opt. Express **27**, 21810 (2019).
3. V. Werwein et al., “High-resolution Fourier transform measurements of line strengths in the 00^02-00^00 main isotopologue band of nitrous oxide”, Appl. Optics **56**, E99–E105 (2017).
4. N. H. Ngo et al., “An isolated line-shape model to go beyond the Voigt profile in spectroscopic databases and radiative transfer codes”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **129**, 89-100 (2013).
5. A. S. Pine, R. Ciuryło, “Multispectrum Fits of Ar-Broadened HF with a Generalized Asymmetric Lineshape: Effects of Correlation, Hardness, Speed Dependence, and Collision Duration”, J. Mol. Spectrosc. **208**, 180-187 (2001).
6. E. Zak et al., “A room temperature CO_2 line list with *ab initio* computed intensities”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **177**, 31-42 (2016).
7. K. Bielska et al., “Subpromille Measurements and Calculations of CO (3-0) Overtone Line Intensities”, Phys. Rev. Lett. **129**, 043002 (2022).
8. V. Meshkov et al., “Semi-empirical dipole moment of carbon monoxide and line lists for all its isotopologues revisited”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **280**, 108090 (2022).

Ultrazimne mieszaniny potasu i cezu w optycznej pułapce dipolowej

M. Bocheński[1], **M. Semczuk**[1]

[1] *Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*

mateusz.bochenski@fuw.edu.pl

Przedstawiamy nasze najnowsze wyniki dotyczące produkcji ultrazimnych mieszanin ^{39}K+Cs i ^{41}K+Cs pułapkowanych w optycznej pułapce dipolowej. Otrzymujemy próbki blisko $5 \cdot 10^5$ atomów każdego rodzaju w temperaturze mniejszej niż 10 µK, co stanowi dobry punkt wyjścia do badań własności kolizyjnych mieszaniny ^{39}K,^{41}K+Cs w szczególności poszukiwania rezonansów Feshbacha, czy spektroskopii fotoasocjacyjnej.

Rozpoczynamy od jednoczesnego pułapkowania cezu i izotopu potasu w pułapkach magneto-optycznych, przy jednoczesnej minimalizacji strat spowodowanych zderzeniami heterojądrowymi. Po skompresowaniu chmur poprzez zwiększenie gradientu pola magnetycznego i odpowiednie odstrojenie wiązek pułapkujących, implementujemy technikę chłodzenia sub-dopplerowskiego dla obu typów atomów. Izotopy potasu chłodzimy do $10\ \mu$K używając szarych melas na linii D1, natomiast dla cezu stosujemy światło o częstotliwości w okolicy linii D2. Ładowanie pułapki dipolowej następuje bezpośrednio po etapie chłodzenia sub-dopplerowskiego. Nasze pomiary wykazały, że sekwencja eksperymentalna zoptymalizowana dla jednego typu atomu musi być nieznacznie zmodyfikowana dla mieszaniny i wymaga niewielkich zmian czasu trwania kolejnych kroków, aby dopasować etapy chłodzenia dla cezu i potasu. Poniżej znajdują się przykładowe zdjęcia fluorescencji mieszanin atomów cezu i izotopów potasu na etapie chłodzenia sub-dopplerowskiego. Chmury zostały celowo rozseparowane.

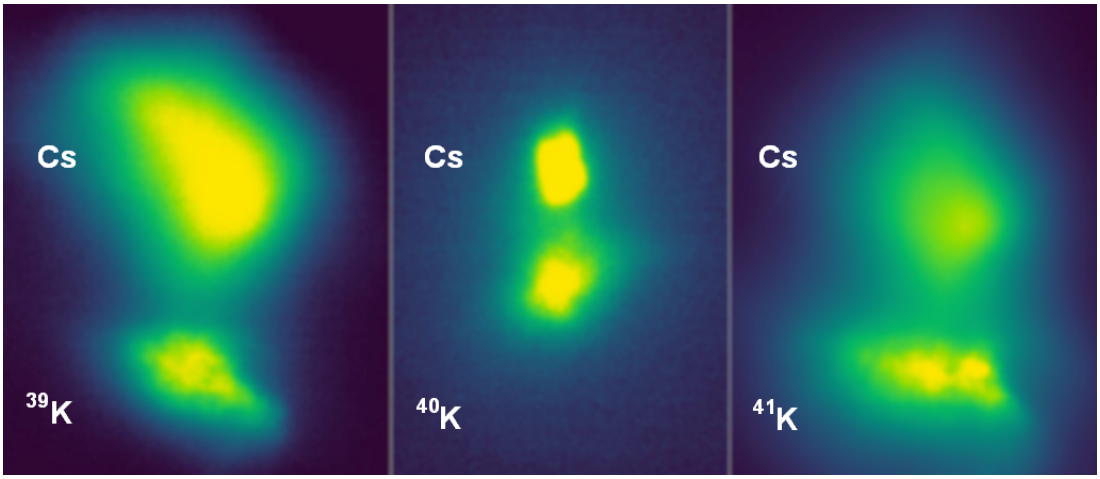


Fig. 1. Zdjęcia fluorescencji mieszanin atomów cezu z kolejnymi naturalnymi izotopami potasu. Chmury zostały celowo rozseparowane przestrzennie w celu wykonania zdjęcia.

Na plakacie zostaną przedstawione ostatnie wyniki badań, czyli obserwacja rezonansów Feshbacha w mieszaninie ^{39}K – Cs. Ta obserwacja otwiera drogę wytworzenia pierwszych w kraju ultrazimnych cząsteczek tego rodzaju, lub przeprowadzenia wzmocnionej przy pomocy rezonansów Feshbacha spektroskopii fotoasocjacyjnej (Feshbach enchanced photoassociation spectroscopy).

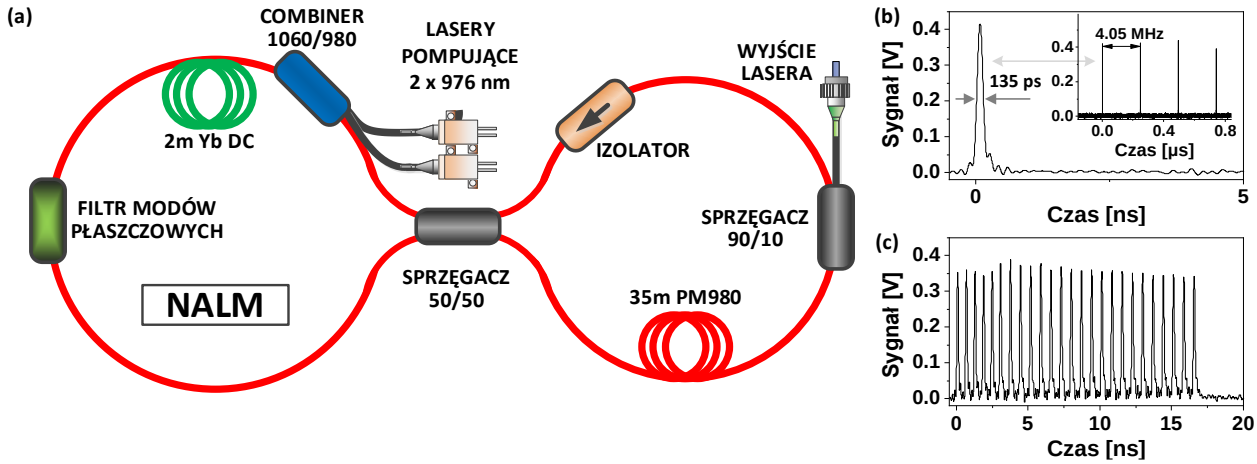
Procedura eksperymentalna jest wykonywana w układzie jednokomorowym, gdzie jedynym źródłem atomów są dyspensery umieszczone w odległości około 10 cm od centrum optycznej pułapki dipolowej. Dzięki odpowiedniemu zbalansowaniu prądu płynącego przez dypensery oraz czasu optycznej desorpcji atomów (LIAD), otrzymujemy czasy życia pułapek zawierających pojedyncze typy atomów przekraczające 10s, wystarczające do większości zastosowań, być może nawet obejmujące osiągnięcie degeneracji kwantowej.

Światłowodowy laser iterbowy pracujący w reżimie wieloimpulsowego dyssypującego rezonansu solitonowego

Piotr Bojęś, Piotr Jaworski, Karol Krzempek
Grupa Laserowej Spektroskopii Gazów, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska
e-mail: piotr.bojes@pwr.edu.pl

Światłowodowe układy laserów bazujące na dyssypującym rezonansie solitonowym (DSR) [1] są ciekawą grupą laserów pozwalających na generację krótkich, zsynchronizowanych fazowo impulsów o wysokiej energii i stałej repetycji. Relatywnie prosta konstrukcja, kompaktowość i wysoka stabilność, to cechy, dzięki którym mogą znaleźć one szereg zastosowań, zarówno w układach badawczych jak i w przemyśle czy medycynie. W klasycznych konfiguracjach laserów DSR szerokość generowanego impulsu laserowego jest powiązana z energią zgromadzoną w rezonatorze. Jednakże, odpowiednia modyfikacja wartości dyspersji pozwala na generowanie ciągu identycznych impulsów, których liczba zależna jest od mocy pompującej włókno aktywne.

Prezentowany laser zbudowany został w układzie rezonatora ósemkowego z nieliniową pętlę wzmacniającą (NALM) [2] w celu wymuszenia pasywnej synchronizacji modów i pracy impulsowej - Rysunek 1a. Całkowicie światłowodowa konstrukcja powstała w oparciu o włókna i komponenty utrzymujące stan polaryzacji. Pętla NALM bazuje na 2-metrowym aktywnym domieszkowanym iterbem włóknie typu double-clad i została połączona z pętlą pasywną sprzęgaczem typu 2x2 50/50%. W pętli pasywnej zastosowano izolator wymuszający kierunkowość pętli, włókno pasywne PM980 o długości 35 m oraz sprzęgacz ze stopniem podziału 90/10, będący wyjściem rezonatora. Repetycja wynosiła ~ 4.05 MHz. Odpowiednia konfiguracja rezonatora w połączeniu z dobraną dyspersją wnęki pozwala na generowanie ciągu impulsów o czasach trwania ~135 ps. Liczba generowanych impulsów skorelowana jest z mocą pompującą dostarczoną do włókna aktywnego, przez co ilość impulsów w serii można płynnie i powtarzalnie regulować w zakresie od 1 do 24.



Rysunek 1. (a) Schemat lasera DSR. (b) Kształt i czas trwania pojedynczego impulsu generowanego przez laser. Na wstawce zaprezentowano repetycję podstawową lasera DSR. (c) Ciąg 24 impulsów generowanych przez laser.

Uzyskano wysoką liniowość generowanej liczby impulsów względem energii pompującej dostarczanej do rezonatora, jak i średniej mocy wyjściowej lasera DSR (w obu przypadkach $R^2 = 0.99$). Skonstruowany laser cechuje się ponadto dobrą stabilnością mocy wyjściowej w pomiarze długoterminowym (odchylenie standardowe < 5% przy czasie pomiaru 70 min, dla przypadku generowania pojedynczego impulsu). Jest to pierwsza prezentacja wieloimpulsowego lasera pracującego w reżimie DSR na długości fali 1 μm.

Finansowanie: Praca finansowana przez Narodowe Centrum Nauki (numer grantu 2019/35/D/ST7/04436).

Literatura

1. W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonances," Phys. Rev. A **78**(2), 023830 (2008).
2. M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," Opt. Lett., OL **15**(13), 752–754 (1990).

Analiza działania elementów dyfrakcyjnych typu miecz świetlny na siatkówce ludzkiego oka

J. Bolek[1], K. Kakarenko[1], K. Petelczyc[1], I. Ducin[1], A. Kołodziejczyk[1], Z. Jaroszewicz[2]

[1]Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska
[2]Instytut Łączności – Państwowy Instytut Badawczy, ul. Szachowa 1, 04-894 Warszawa, Polska
e-mail Autora: jan.bolek@pw.edu.pl

1. Wstęp

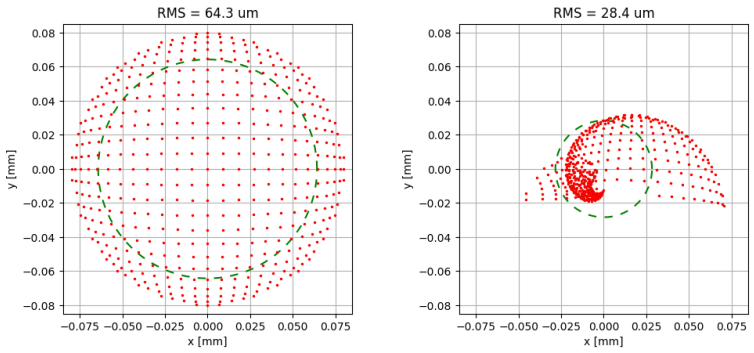
Element optyczny typu Light Sword Lens® został zbadany i oceniony pozytywnie w kwestii korekcji braku akomodacji, wynikającej m.in. z presbiopii lub konieczności wymiany naturalnej soczewki oka na sztuczną [1]. Dotychczasowe badania obejmowały jedynie zagadnienie widzenia przyosiowego z użyciem uproszczonego modelu oka oraz na płaskiej powierzchni obrazującej [2], podczas gdy w rzeczywistości siatkówka oka ma powierzchnię sferyczną.

2. Cel

Celem badań było zbadanie działania soczewki refrakcyjnej Light Sword Lens® z użyciem bardziej złożonego modelu oka [3] i określenie wpływu jego właściwości na jakość obrazowania.

3. Metoda i wyniki

Badanie polegało na numerycznym modelowaniu układu optycznego składającego się z modelu oka oraz soczewki Light Sword Lens® w formie soczewki kontaktowej lub wewnątrzgałkowej w autorskim programie wykonanym z myślą o specyficznych właściwościach soczewki LSL® (m.in. brak symetrii osiowej). Dzięki temu udało się uzyskać urealnione wyniki działania elementu z włączeniem geometrii układu optycznego oka (Rysunek 1) co pozwala lepiej zrozumieć jego zasadę działania i ułatwia wprowadzanie modyfikacji mających na celu poprawę percepcyjnej jakości obrazowania. Planowane jest przeprowadzenie badań weryfikujących symulacje numeryczne z udziałem pacjentów z wykorzystaniem autorskiego urządzenia VIDO.



Rysunek 1. Oko starczowzroczne obrazujące punkt z odległości przedmiotowej 25cm:
a) bez korekcji; b) z korekcją soczewką Light Sword Lens®.

Literatura

1. K. Kakarenko, I. Ducin, K. Grabowiecki, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Mira-Agudelo, K. Petelczyc, A. Składowska, and M. Sypek, "Assessment of imaging with extended depth-of-field by means of the light sword lens in terms of visual acuity scale," Biomed. Opt. Express 6, 1738-1748 (2015).
2. K. Petelczyc, S. Bará, A. Ciro Lopez, Z. Jaroszewicz, K. Kakarenko, A. Kołodziejczyk, and M. Sypek, "Imaging properties of the light sword optical element used as a contact lens in a presbyopic eye model," Opt. Express 19, 25602-25616 (2011).
3. R. Navarro, J. Santamaría, and J. Bescós, "Accommodation-dependent model of the human eye with aspherics," J. Opt. Soc. Am. A 2, 1273-1280 (1985).

Badania były finansowane przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach programu LIDER - LIDER/15/0061/L-9/17/NCBR/2018.

P8, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Zgłoszenie na Polską Konferencję Optyczną 2023

J. J. Borkowski[1], **M. Gieysztor**[1], **P. Kolenderski**[1]

[1] *Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, Krajowe Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń*

jborkowski@doktorant.umk.pl

1. Tytuł i autorzy

1. Tytuł: Modelowanie i symulacje nadpromienistości w centrach barwnych w diamencie

2. Lista autorów: Jakub Józef Borkowski, Maria Gieysztor, Piotr Kolenderski

3. Afiliacja wszystkich autorów:

Wydział Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu,
Krajowe Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej

2. Abstrakt

Rozwój badań nad centrami barwnymi typu Azot-Wakancja w diamentach daje fizykom nadzieję na odkrycia nowych zjawisk i liczne zastosowania - np. tworzenie pamięci kwantowych. Jedną z własności centrów tego typu jest występujące niekiedy zjawisko nadpromienistości, które wyprowadził Dicke w 1954r [1]. Jest ono badane do dziś ze względu na swoje interesujące cechy. Powstały też nowe warianty nadpromienistości z użyciem pojedynczych fotonów [3].

Celem pracy było opracowanie modelu dla układu takich centrów. Ze względu na ich zanurzenie w strukturę diamentu posłużono się kwantową teorią układów otwartych. Dzięki temu uwzględnione zostały takie efekty jak zdefazowanie i przejścia bezpromieniste [5]. Uzyskane równania zaimplementowano numerycznie w programie, po czym rozpoczęto weryfikację modelu w oparciu o dane eksperymentów wykonanych w Laboratorium FAMO [4] na UMK w Toruniu oraz weryfikację zjawisk w nich zachodzących.

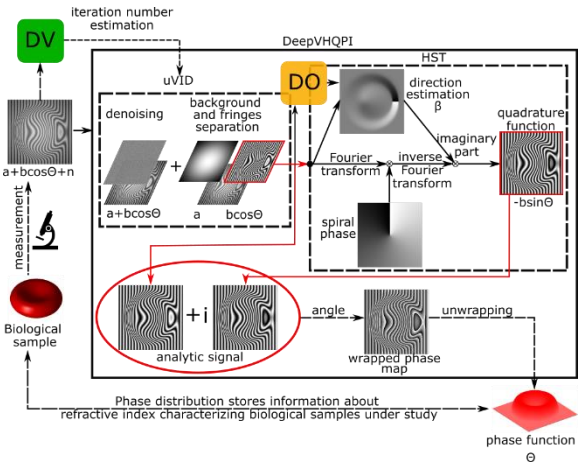
References

1. R. H. Dicke, "Coherence in Spontaneous Radiation Processes",Phys. Rev., 93(1), 99–110 (1954),
2. N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray, and M. S. Feld, "Observation of Dicke Superradiance in Optically Pumped HF Gas", Phys. Rev. Lett., 30(8), 309–312, (1973),
3. M. O. Scully, A. A. Svidzinsky, "The effects of the N atom collective Lamb shift on single photon superradiance", Phys. Lett. A, 373(14), 1283–1286 (2009),
4. M. Gieysztor, M. Misiaszek, J. van der Veen, W. Gawlik, F. Jelezko and P. Kolenderski "Interaction of a heralded single photon with nitrogen-vacancy centers in a diamond", Optics Express Vol. 29, Issue 2, pp. 564-570 (2021),
5. J. J. Borkowski,"Superradiance in a system of color centers in a diamond", MSc Thesis, UMK Toruń (2022),
6. C. Bradac, M. T. Johnsson, M. van Breugel, B. Q. Baragiola, R. Martin, M. L. Juan, G. K. Brennen and T. Volz, "Room-temperature spontaneous superradiance from single diamond nanocrystals", Nature Comm. vol. 8, Article number: 1205 (2017)

Usprawnienie algorytmu Variational Hilbert Quantitative Phase Imaging z wykorzystaniem uczenia głębokiego

Maria Cywińska, Krzysztof Patorski, Maciej Trusiak
Politechnika Warszawska, Instytut Mikromechaniki i Fotoniki, ul. św. A. Boboli 8, 02-525 Warszawa, Polska
e-mail Autora: maria.cywinska@pw.edu.pl

Jedne z najdokładniejszych metod pomiarowych obiektów w nano, mikro i makro skali, jakimi są precyzyjne i bezkontaktowe metody optyczne [1], bardzo często prowadzą do uzyskania wyniku w postaci obrazu prążkowego (np. interferogramu, hologramu, projekcji prążków). Badanie i udoskonalanie algorytmów umożliwiających analizę obrazów prążkowych (dekodowanie informacji nt. wielkości mierzonej) jest niezwykle istotnym zagadnieniem będącym tematem aktywnej pracy naukowo-badawczej wielu międzynarodowych grup. Proces odzyskiwania poszukiwanej informacji można podzielić na dwa etapy: przetwarzanie wstępne obejmujące wyznaczenie członu informacyjnego (filtrację członów pasożytniczych) oraz demodulację rozkładu fazy lub amplitudy. Dobierając odpowiedni algorytm umożliwiający dokonanie przetwarzania wstępnego należy uwzględnić wszystkie składowe, które mogą pojawić się w obrazie prążkowym lub liczyć się z błędami wynikającymi z ich pominięcia. Warto podkreślić, iż z matematycznego punktu widzenia wyznaczenie rozkładu fazy z pojedynczego obrazu jest przykładem źle postawionego problemu bez jednoznaczności analitycznego rozwiązania co dodatkowo komplikuje analizę i podkreśla rangę proponowanych rozwiązań. Rozwijany w naszej grupie algorytm nienadzorowanej wariacyjnej dekompozycji obrazu (ang. unsupervised variational image decomposition, uVID) [2] pozwala na automatyzację i przyspieszenie filtracji obrazów prążkowych – to obecny state-of-the-art w zakresie analizy optycznych danych pomiarowych metodami wariacyjnymi. W połączeniu z algorytmem spiralnej transformacji Hilberta (ang. Hilbert spiral transform, HST) [3] tworzy nowatorski algorytm Variational Hilbert Quantitative Phase Imaging (VHQPI) [4]. Algorytm ten pozwala na uzyskanie wysokiej jakości mapy opóźnienia fazowego indukowanego przez mierzoną próbkę w bardzo szerokim zakresie zmienności interferogramów. Mimo, że VHQPI jest bardzo dokładnym narzędziem estymacji fazy obrazu prążkowego, jest on również złożony obliczeniowo. Z drugiej strony algorytmy oparte o konwolucyjne sieci neuronowe po zakończeniu procesu uczenia pozwalają na uzyskanie odpowiedniej informacji wyjściowej w sposób automatyczny i szybki. Niemniej jednak, zależność między wyjściem i wejściem sieci nie jest definiowana w sposób analityczny przez użytkownika, a sama sieć neuronowa działa na zasadzie „czarnej skrzynki". Z tego powodu, rozwiązania te mogą budzić uzasadnione wątpliwości wśród społeczności zajmującej się metrologią w kontekście bezpośredniego generowania wyników pomiarów. W niniejszej pracy wykorzystujemy sieci neuronowe nie do pełnego zastąpienia klasycznych, analitycznych metod estymacji funkcji fazowej, ale do ich wspomagania, jak to zostało pokazane na rys. 1. Sieć DeepVID [5] została wykorzystana do przyspieszenia kroku filtracji obrazu prążkowego (przyspieszając go średnio 4-krotnie), natomiast sieć DeepOrientation [6] została wykorzystana do estymacji mapy orientacji obrazu prążkowego służącej do kierowania procesem demodulacji fazy w przypadku spiralnej transformacji Hilberta (czyniąc ten proces automatycznym niezależnie od charakteru analizowanego obrazu prążkowego).



Rysunek 1. Schemat podejścia, w którym sieci neuronowe wspomagają klasyczny algorytm demodulacji fazy.

Literatura

1. G. Popescu, Quantitative Phase Imaging of Cells and Tissues, (McGraw Hill Professional, 2011).
2. M. Cywińska, M. Trusiak and K. Patorski, „Automatized fringe pattern preprocessing using unsupervised variational image decomposition," Optics Express 27(16), 22542-22562 (2019).
3. K. G. Larkin, "Natural demodulation of two-dimensional fringe patterns. II. Stationary phase analysis of the spiral phase quadrature transform," J. Opt. Soc. Am. A 18(8), 1871-1881 (2001).
4. M. Trusiak, M. Cywińska, V. Mico, J.-A. Picazo-Bueno, C. Zuo, P. Zdankowski and K. Patorski, "Variational Hilbert quantitative phase imaging," Scientific Reports 10, 13955 (2020).
5. M. Cywińska, K. Szumigaj, M. Kołodziej, K. Patorski, V. Mico, S. Feng, C. Zuo, M. Trusiak, „DeepVID: deep-learning accelerated variational image decomposition model tailored to fringe pattern filtration," Journal of Optics 25, 045702 (2023)
6. M. Cywińska, M. Rogalski, F. Brzeski, K. Patorski and M. Trusiak, „DeepOrientation: convolutional neural network for fringe pattern orientation map estimation," Optics Express 30(23), 42283-42299 (2022).

Detekcja fazoczuła dynamiki ładowania pułapki magnetooptycznej

J. Dobosz[1], **M. Semczuk**[1]

[1] *Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*

j.dobosz2@uw.edu.pl

Na podstawie pomiarów ładowania pułapki magnetooptycznej (MOT) cezu, izotopów potasu oraz ich mieszanin wyznaczono współczynniki równania dynamiki pułapki. Pomiarów dokonano przy pomocy detekcji fazoczułej.

Proces ładowania pułapki magnetooptycznej w przybliżeniu stałej gęstości chmury atomowej, można opisać równaniem:

$$\dot{N} = \alpha p + (\beta p + \gamma) N \tag{1}$$

gdzie p to ciśnienie parcjalne gazu atomowego w komórce, a współczynniki α, β oraz γ opisują odpowiednio przekrój czynny na pułapkowanie, straty ze względu na zderzenia z gazem termicznym oraz straty ze względu na zderzenia z gazem resztkowym. W przypadku mieszaniny pierwiastków, mamy do czynienia z układem dwóch równań i dodatkowym wkładem od zderzeń pomiędzy atomami różnych pierwiastków. Współczynniki tych równań pozwalają określić własności zderzeniowe atomów w pułapce magnetooptycznej.

W ramach przedstawionych badań zmierzono krzywe ładowania pułapki magnetooptycznej pojedynczych pierwiastków oraz ich mieszanin. Mierzono fluorescencje pułapki z użyciem detekcji fazoczułej modulując częstość wiązki chłodzącej. Zastosowanie tej metody znacząco zwiększyło stosunek sygnału do szumu. Dodatkowo zbadano wpływ optycznie wzmocnionej desorpcji atomów (LIAD) ze ścianek komory eksperymentalnej na dynamikę ładowania pułapki. Metoda LIAD pozwala na modulację ciśnienia parcjalnego gazu atomowego w komórce i wpływa na maksymalną osiągalną liczbę spułapkowanych atomów, zwiększając ją kilkukrotnie (w zależności od badanego pierwiastka). Przykładowe krzywe ładowania MOTa przedstawiono na Rys. 1.

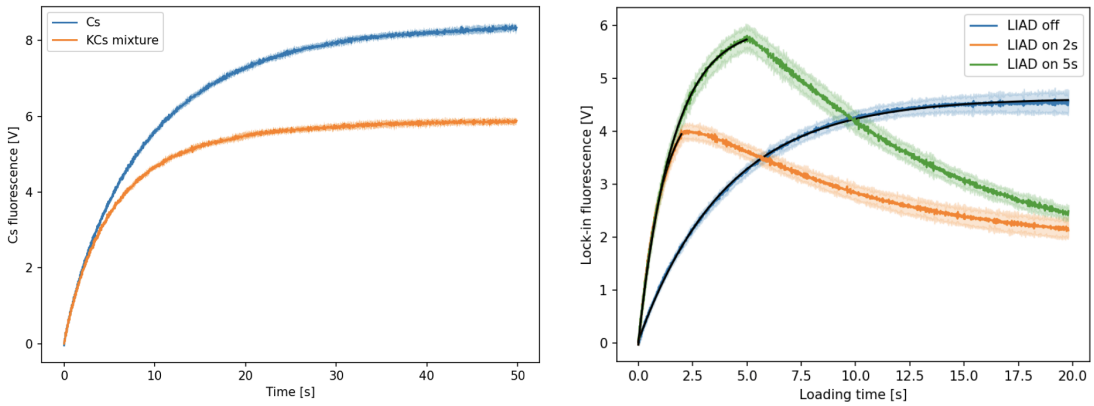


Fig. 1. Przykładowe dane. Rysunek po lewej przedstawia fluorescencję cezu podczas ładowania pułapki magnetooptycznej samego cezu (niebieska krzywa) oraz mieszaniny cezu i potasu (pomarańczowa krzywa). Rysunek po prawej przedstawia proces ładowania pułapki magnetooptycznej cezu (niebieska krzywa) oraz jego modyfikację przez włączenie LIAD przez pierwsze 2 s ładowania (pomarańczowa krzywa) i 5 s (zielona krzywa).

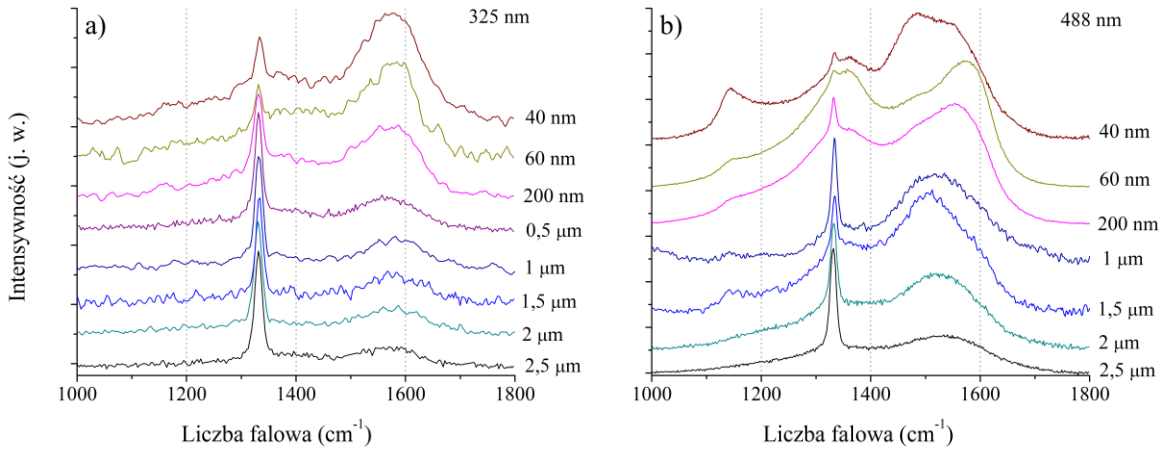
Analizę danych przeprowadzono propagując równanie dynamiki MOTa w czasie algorytmem Runge-Kutta 4-go rzędu. Dzięki tej metodzie możliwe było uwzględnienie zmiennego w czasie ciśnienia parcjalnego gazu atomowego. Wprowadzenie tej modyfikacji w równaniu 1 może skutkowac brakiem analitycznego rozwiązania, co czyni naszą metodę analizy bardziej ogólną. Dzięki dopasowaniu równania w zmienionej formie możliwe uzyskano parametry opisujące zarówno własności zderzeniowe badanych próbek, jak i dynamikę zmian ciśnienia parcjalnego w układzie próżniowym.

Na plakacie zostaną przedstawione wyniki pomiarów ładowania pułapki magnetooptycznej dla cezu, izotopów potasu oraz ich mieszanin. Opisana zostanie również detekcja fazoczuła przez modulację częstości wiązki chłodzącej oraz metoda analizy danych propagacją równania dynamiki MOTa w czasie.

Zastosowanie spektroskopii Ramana do charakteryzacji cienkich warstw diamentowych

A. Dychalska[1], M. Szybowicz[1]
[1]Wydział Inżynierii Materiałowej i Fizyki Technicznej, Politechnika Poznańska, Piotrowo 3, 60-965 Poznań
e-mail: anna.dychalska@put.poznan.pl

1. **Wstęp:** Cienkie warstwy diamentowe cechują się wysokim przewodnictwem cieplnym, duża twardością, szeroką przerwą energetyczną, oraz obojętnością chemiczną i stabilnością biologiczną. Kombinacja tych cech powoduje, że warstwy diamentowe znajdują zastosowanie w wielu urządzeniach z pogranicza biotechnologii, nanotechnologii i elektroniki [1]. Najczęściej stosowaną metodą wytwarzania warstw diamentowych jest technika chemicznego osadzania z fazy gazowej CVD (ang. Chemical Vapor Deposition). Ze względu na złożoność tego procesu, w trakcie syntezy warstw diamentowych może dojść również do powstania różnych defektów strukturalnych. Dlatego też, istotna jest kontrola jakościowa uzyskanych warstw. W tym celu nieoceniona jest technika spektroskopii Ramana, która jest szybką oraz nieinwazyjną metodą charakteryzacji materiałów węglowych. Technika ta umożliwia określenie poziomu naprężeń, czystości warstwy, jakości krystalitów diamentowych, a także określenie zawartości oraz postaci węgla amorficznego [2].
2. **Eksperyment:** Szereg warstw diamentowych o wielkościach krystalitów od 40 nm do 2,5 µm wytworzono techniką CVD na podłożach krzemowych. Pomiary Ramana wykonano za pomocą układu inVia firmy Renishaw, współpracującego z mikroskopem konfokalnym Leica. Widma Ramana zarejestrowano wykorzystując źródła wzbudzenia o długościach fali: 325 nm, 488nm, 514,5 nm oraz 785 nm.
3. **Wyniki:** Jak pokazano na rysunku 1 widma Ramana warstw diamentowych charakteryzują się występowaniem wąskiego pasma w położeniu 1332,5 cm^{-1} pochodzącego od drgań F_{2g} sieci krystalicznej diamentu [2]. Dla warstw o mniejszych krystalitach diamentowych zaobserwowano również silne pasma w położeniach 1360 - 1390 cm^{-1} (pasmo D) oraz 1500 – 1590 cm^{-1} (pasmo G), które to świadczą o obecności węgla amorficznego. Przy wykorzystaniu długości fal 325 - 514,5 nm stosunek intensywności pasma diamentowego do niediamentowych był proporcjonalny do wielkości krystalitów. Jednocześnie dla tych samych próbek stosunek ten był wyższy dla krótszych długości fal wzbudzenia.



Rysunek 1. Zestawienie widm Ramana próbek o różnej wielkości krystalitów uzyskanych z wykorzystaniem różnej długości fali wzbudzającej, a) 325 nm, b) 488 nm.

4. **Wnioski:** Badania wykazały, iż wraz z zmniejszaniem się ziaren diamentowych w warstwach rośnie zawartość niediamentowych form węgla. Jest to związane z większą koncentracją CH_4 w gazach roboczych podczas procesu osadzania. Jedocześnie nie obserwowano ścisłego związku czystości warstw z poziomem naprężenia występującego w warstwie.

Badania zostały wykonane w ramach projektu badawczego działalności statutowej Politechniki Poznańskiej nr 0511/SBAD/2351.

Literatura

1. R.S. Sussmann, ed., *CVD Diamond for Electronic Devices and Sensors*, (John Wiley & Sons, Ltd, 2009C).
2. T. D.S. Knight, W.B. White, “Characterization of diamond films by Raman spectroscopy”, in *J. Mater. Res*. 4 (1989) 385–393.

Wpływ zderzeń kwantowych na kształt widm molekularnych w atmosferze Ziemi

M. Gancewski[1], H. Jóźwiak[1], A. Zadrożny[1], F. Thibault[2], H. Cybluski[3], E. Quintas-Sánchez[4], R. Dawes[4], P. Wcisło[1]

[1]*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska*
[2]*Univ. Rennes, CNRS, IPR (Institut de Physique de Rennes)-UMR 6251, Rennes F-35000, France*
[3]*Instytut Fizyki, Uniwersytet Kazimierza Wielkiego, ul. Powstańców Wielkopolskich 2, 85-090 Bydgoszcz, Polska*
[4]*Department of Chemistry, Missouri University of Science and Technology, Rolla, Missouri 65409-0010, USA*
ganc@doktorant.umk.pl

Rozkład częstotliwości promieniowania w widmach atomowych i molekularnych nigdy nie jest monochromatyczny, lecz charakteryzuje się określonymi parametrami kształtu poszczególnych linii widmowych (skończona szerokość połówkowa, przesunięcie centrum linii, asymetria kształtu, itp.) które zależą od składu chemicznego, temperatury i ciśnienia, oraz charakteru oddziaływań między cząstkami danego układu. Z tego względu dokładna znajomość parametrów kształtu widma jest niezbędna do poprawnego i wiarygodnego modelowania własności fizycznych układów, których badanie oparte jest w głównej mierze na metodach spektroskopowych [1]. Jest to szczególnie istotne w badaniach atmosferycznych Ziemi, gdzie poszczególne cząsteczki nie są izolowane lecz otoczone „kąpielą molekularną" azotu i tlenu – głównych składników atmosfery naszej planety – które zaburzają kształt ich linii widmowych poprzez zderzenia. Uwzględnienie efektów rozproszeniowych w widmach atmosferycznych ma podstawowe znaczenie, m.in. dla poprawnej kalibracji instrumentów w misjach satelitarnych NASA [2], mających dostarczać wiarygodnych informacji o składzie i temperaturze atmosfery oraz stanu wegetacji roślin uprawnych na powierzchni planety.

Podczas prezentacji omówię metodologię stosowaną w naszej grupie badawczej do wyznaczania zderzeniowych parametrów kształtu linii widmowych prostych cząsteczek atmosferycznych metodami *ab initio*, oraz zaprezentuję wyniki pierwszych dokładnych obliczeń dla rozproszeniowych układów bimolekularnych O_2-N_2 [3], CO-N_2 [4] i CO-O_2 [5]. Wychodząc jedynie ze znajomości odpowiednich powierzchni energii potencjalnych, konstruowanych dokładnymi metodami chemii kwantowej, jesteśmy w stanie wyznaczyć zależność poszerzenia zderzeniowego (ciśnieniowego) danej linii widmowej w zależności od temperatury gazu, otrzymując bardzo dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi. Zgodność ta stanowi dodatkowe (w połączeniu z badaniem stanów związanych) kryterium walidacji jakości odpowiednich potencjałów oddziaływania oraz poprawności metod kwantowochemicznych użytych do ich wyznaczenia. Obliczenia wykonywane w naszej grupie badawczej stanowią pierwsze tego typu podejście *ab initio* do badania efektów zderzeniowych w widmach cząsteczkowych i są ważnym krokiem w kierunku populowania spektroskopowych baz danych w rodzaju HITRAN [6] dokładnymi parametrami widmowymi wyznaczanymi z pierwszych zasad fizyki kwantowej.

Literatura

1. J.-M. Hartmann, C. Boulet, D. Robert, *Collisional Effects on Molecular Spectra* (Elsevier, Amsterdam, 2021)
2. A. Eldering, S. Boland, B. Solish, D. Crisp, P. Kahn, M. Gunson, *2012 IEEE Aerospace Conference*, 1-10 (2012)
3. M. Gancewski, H. Jóźwiak, E. Quintas-Sánchez, R. Dawes, F. Thibault, P. Wcisło, *J. Chem. Phys.* **155**, 124307 (2021)
4. H. Jóźwiak, F. Thibault, H. Cybulski, P. Wcisło, *J. Chem. Phys.* **154**, 054314 (2021)
5. A. Zadrożny, H. Jóźwiak, E. Quintas-Sánchez, R. Dawes, P. Wcisło, *J. Chem. Phys.* **157**, 174310 (2022)
6. I. E. Gordon, L. S. Rothman, R. J. Hargreaves, R. Hashemi, E. V. Karlovets, F. M. Skinner, *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **277**, 107949 (2022)

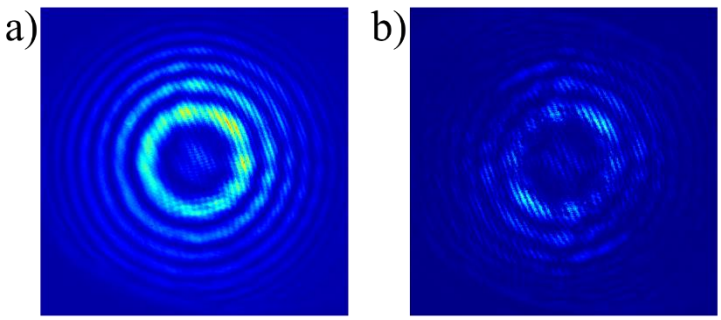
Zastosowanie pierścieni Newtona do pozycjonowania soczewek w dwuwymiarowej matrycy kolimatorów

P. Gontar, Ł. Gorajek, J. Jabczyński
Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa
e-mail Autora: przemyslaw.gontar@wat.edu.pl

Głównymi ograniczeniami szybkiego rozwoju systemów laserowych o mocy średniej rzędu kilowatów i jakości wiązki bliskiej ograniczeniu dyfrakcyjnemu są efekty termiczne oraz nieliniowe. Rozwiązaniem jest zastosowanie kilku laserów o względnie mniejszej mocy i złożeniu wychodzących z nich wiązek laserowych w jedną o znacznie większej mocy. Powstało wiele implementacji tego rozwiązania, przy czym najbardziej obiecująca to koherentne składanie wiązek laserowych w konfiguracji kafelkowej (ang. *tiled coherent beam combining* – tiled CBC). Główną zaletą architektury tiled CBC jest brak fizycznego elementu składającego/sprzęgającego wiązki laserowe, który powodowałby straty mocy w postaci wydzielanego ciepła. Zamiast tego składanie wiązek laserowych odbywa się w wolnej przestrzeni na skutek interferencji fal pochodzących od poszczególnych emiterów [1].

Wpływ na jakość składania wiązek laserowych ma wiele czynników technologicznych związanych z matrycą emiterów [2]. Jednym z wymagających zadań jest kompensacja kątowa położenia wiązek w obszarze dalekiego pola, co związane jest z przesunięciem między osią symetrii czoła światłowodu, a soczewką kolimującą [3]. Obecne metody oraz urządzenia do centrowania soczewki wykorzystują obrotową platformę na której umieszczany jest uchwyt wraz z soczewką [4, 5]. Ze względu na wysokie upakowanie soczewek w matrycy oraz wymóg kontroli decentracji w czasie pozycjonowania oraz wklejania soczewki, dostępne metody oraz urządzenia nie mogą zostać zastosowane w tym specyficznym zadaniu. Rozwiązanie tego problemu wymaga opracowania nowej metody pomiarowej do monitorowania decentracji położenia soczewki podczas procesu pozycjonowania oraz wklejania.

Zaproponowana przez nas metoda pomiarowa polega na badaniu symetryczności położenia interferogramu. Zastosowano współczynnik określający dokładność decentracji soczewki bazujący na różnicy zarejestrowanego obrazu oraz jego odbicia względem punktu środka. Wykorzystanie szybkich operacji dodawania oraz odejmowania obrazów pozwala na monitorowanie dokładności pozycjonowania soczewki w czasie rzeczywistym. Uwzględniając czynniki takie jak fluktuacje mocy źródła laserowego oraz promieniowanie tła udało się uzyskać dokładność wycentrowania soczewki na poziomie 2 µm.



Rysunek 1. Zarejestrowany interferogram dla najmniejszej decentracji soczewki (a), obraz powstały w wyniku różnicy zarejestrowanego interferogramu oraz jego odbicia względem punktu środka (b).

Literatura

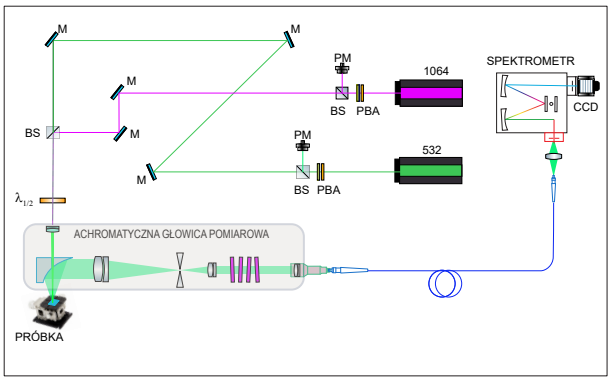
1. H. Fathi, M. Närhi, R. Gumenyuk, “Towards Ultimate High-Power Scaling: Coherent Beam Combining of Fiber Lasers, ” Photonics **8**(12), 566 (2021).
2. C. L. Linslal, P. Ayyaswamy, S. Maji, et.al., “Challenges in coherent beam combining of high power fiber amplifiers: a review,” J Micro Smart Syst **11**, 277–293 (2022).
3. J.K. Jabczyński, P. Gontar, Ł. Gorajek, W. Żendzian, “Simplified sensitivity analysis of coherent beam combining in a tiled aperture architecture,” Appl. Opt. **60**, 5012-5019 (2021).
4. C. Buß, J. Heinisch, “OptiCentric lathe centering machine,” in *Optifab 2013*, vol. 8884, J. L. Bentley and M. Pfaff, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2013), p. 88842F.
5. L. Kempa, P. Langehanenberg, and C. Wilde, “Fully automated centering and bonding of lenses for high-quality objectives,” in *Ninth European Seminar on Precision Optics Manufacturing*, vol. 12298 A. Haberl, G. Fütterer, O. W. Fähnle, and C. Wünsche, eds., International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2022), p. 1229808.

Widma rozpraszania hiper-ramanowskiego w wybranych próbkach krystalicznych: potwierdzenie koncepcji nowego narzędzia do liniowej i nieliniowej spektroskopii nieelastycznego rozpraszania światła

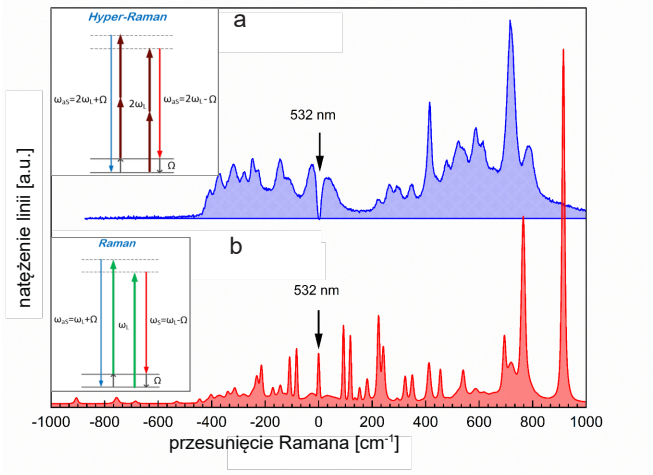
Vitalii Ivanov[1] , Michail Berba[2], Józef Dresner[3], Henryk Teisseyre[1], Jarosław Żydaczewski[1], Jan Fink-Finowicki[1], Arkadiusz Antonowicz [3]

[1] Instytut Fizyki PAN, 02-668 Warszawa, Al. Lotników 32/46
[2] Standa Ltd.Svitrigailos 4-39,LT-03222 Vilnius,Lithuania
[3] Eurotek Int., 02-726 Warszawa, ul Skrzetuskiego 6
ivanov@ifpan.edu.pl

W niniejszym komunikacie opisujemy konfokalną, prawie bez-aberracyjną przestrzennie i chromatycznie, głowicę pomiarową o dużej wydajności zbierania sygnałów emisji o granicznie niskim natężeniu i wysokiej rozdzielczości przestrzennej. Głowica zawiera specjalnie dla niej zaprojektowane zwierciadło paraboliczne o rozdzielczości lepszej niż 10 µm dla odległości roboczej 25 mm i aperturze numerycznej >0.48.



Rysunek 1. Układ pomiarowy z głowicą achromatyczną. Próbka umieszczona na mikroprzesuwie XYZ. Gęstość mocy regulowana w zakresie 0.1 ...1.2 GW/cm^2



Rysunek 2. Widma HRS i RS dla LiB_3O_5(LBO) B_1(LO) Y(ZX)Y

Schemat układu pomiarowego jest przedstawiony na rys. 1. W pracy przedstawiamy wyniki badań liniowego i nieliniowego (hiper-ramanowskiego) rozpraszania światła, oznaczonego odpowiednio RS i HRS. Badano kryształy: Ga_2O_3, LBO i YAG-Cr^{3+} (0.5%). Widma dla LBO przedstawia rys. 2a (HRS) i 2b (RS) . Wkładki rysunku zawierają schematy przejść wibronowych dla obu procesów [1]. Nasze wyniki odnosimy do badań LBO w pracy [2].

HRS wiąże się z nieliniowymi właściwościami ośrodka. Intensywność HRS jest określona przez sześcienną podatność nieliniową, stąd sygnał HRS jest kilka rzędów wielkości słabszy od sygnału RS. Intensywność HRS ma kwadratową zależność od gęstości mocy wzbudzenia, co w naszych pomiarach HRS zostało zaobserwowane.

HRS ma inne reguły wyboru niż RS. Można tu zaobserwować mody zabronione w RS, zatem widma HRS powinny mieć inną strukturę niż widma RS.

Pomiary HRS są zazwyczaj czasochłonne i bardzo wymagające wobec aparatury. Stanowią one dobry wskaźnik poziomu zastosowanej techniki eksperymentalnej. Dzięki zastosowaniu wysoce wydajnego systemu detekcji rejestrowaliśmy widma HRS kryształów z doskonałym stosunkiem sygnału do szumu przy stosunkowo krótkim czasie akwizycji, t<10s.

Tym samym pomyślnie zweryfikowaliśmy koncepcję wielofunkcyjnego urządzenia do wzbudzania i rejestracji rozpraszania ramanowskiego i hiperramanowskiego w ciałach stałych. Możliwość zastosowania mikrolaserów do wzbudzania hiperramanowskiego rozpraszania w ciałach stałych została potwierdzona eksperymentalnie. Opracowane urządzenie umożliwia rutynową rejestrację widm rozpraszania hiper-ramanowskiego nawet z użyciem stosunkowo prostych spektrometrów.

Literatura

1. D. L. Andrews and T. Thirunamachandran, The hyper-Raman effect: A new approach to vibrational mode classification and assignment of spectral lines, J. Chem. Phys. 68, 2941 (1978)
2. Y.-J. Jiang, Y.Wang, L.-Z.Zeng. Analysis of Raman Spectra of LiB3O5 Single Crystals. J. of Raman Spectroscopy, 27, 601-607 (1996)

P15, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Fotoluminescencyjna termometria pojedynczych nanostruktur

D. Jankowski[1], K. Wiwatowski[1], A. Pilch-Wróbel[2], R. Houssaini[3], A. Hartschuh[3], A. Bednarkiewicz[2], S. Maćkowski[1], D. Piątkowski[1]

[1] *Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska*
[2] *Instytut Zaawansowanych Materiałów, Wydział Chemii, Politechnika Wrocławska, Wyb. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska*
[3] *Department Chemie und CeNS, Ludwig-Maximilians-Universität München, Butenandtstr. 11, Haus E, 81377 München, Germany*

e-mail: d.jankowski@umk.pl

Pomiar temperatury w nanoskali jest wciąż dużym wyzwaniem eksperymentalnym. Wymaga on bezkontaktowego oraz nieinwazyjnego podejścia, w którym temperatura może być monitorowana za pomocą pojedynczych [1] (nanoskopowych sond). Wśród wielu luminescencyjnych wskaźników temperatury można wyróżnić nanokryształy fluorkowe, aktywowanych jonami ziem rzadkich, wykazujących konwersję energię wzbudzenia w górę (ang. up-conversion). Ze względu na ich wysoką stabilność optyczną, odczyt temperatury może opierać się na analizie widm luminescencji, która jednocześnie nie zakłóca termicznie badanego układu [2]. Jednocześnie, rozwój i charakteryzacja pojedynczych nanoskopowych sond temperaturowych wymaga referencyjnego źródła ciepła operującego w mikroskali. Jak dotąd, odczyt temperatury za pomocą pojedynczego nanokryształu nie został pokazany.

W niniejszej pracy zademonstrowaliśmy technikę monitorowania temperatury z wysoką rozdzielczością przestrzenną przy użyciu pojedynczych nanokryształów aktywowanych jonami Er^{3+} oraz mikroskopii konfokalnej. Zaproponowaliśmy również mikroskopowe źródła ciepła, kontrolowane elektrycznie w procesie Joule'a [3]. Posłużyły nam w tym celu podłoża w postaci warstwy tlenku cyny domieszkowanej indem (ITO) oraz nanostruktury metaliczne (nanodruty srebrne). W pierwszym przypadku na podkład szklany z warstwą ITO, służący jako grzałka, nanieśliśmy pojedyncze nanokryształy. W drugim, ciepło wytwarzał pojedynczy nanodrut srebra, którego temperaturę monitorował pojedynczy nanokryształ. W każdym przypadku temperaturę układu kontrolowano poprzez grzanie omowe za pomocą zewnętrznego precyzyjnego zasilacza sterowanego w środowisku LabVIEW, sprzęgniętego z układem grzewczym za pomocą mikrokontaktów elektrycznych. Odczytu temperatury dokonano wykorzystując termometrię fotoluminescencyjną, gdzie w przypadku Er3+ stosunek natężenia emisji linii $^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ i $^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ zmienia się wraz z temperaturą zgodnie z rozkładem Boltzmanna [4]. Nasze wyniki pokazują, że pojedyncze nanokryształy mogą precyzyjnie monitorować temperaturę pojedynczego nanodrutu. Ze względu na anty-Stokesowską naturę luminescencji nanokryształów konwertujących w górę, stosunek sygnału do szumu był wystarczająco wysoki, aby wykryć gradient temperatury w pobliżu tak skonstruowanej „nanogrzałki". Nasze wyniki przełamują barierę stosowania pojedynczych sond w termometrii luminescencyjnej w nanoskali.

Literatura

1. Vetrone F., Naccache R., Zamarrón A., Juarranz de la Fuente A., Sanz-Rodríguez F., Martinez Maestro L. and Capobianco J. A (2010) ACS Nano, 4, 3254-3258.
2. Green, K., Huang, K., Pan, H., Han, G. and Lim, S. F. (2018) Front. Chem., 6, 416.
3. Yeo J., Kim G., Hong S., Lee J., Kwon J., Lee H. and Ko S. H. (2014) Small, 10, 5015-5022.
4. Feng Z., Lin L., Wang Z. and Zheng Z. (2021) Optics Communications, 491, 126942.
5. R. E. Kalman,"Algebraic aspects of the generalized inverse of a rectangular matrix," in *Proceedings of Advanced Seminar on Generalized Inverse and Applications*, M. Z. Nashed, ed. (Academic, 1976), pp. 111–124.

P16, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Wyznaczenie luminancji bodźców dwufotonowych

O. Kaczkoś[1,2,3], M. J. Marzejon[1,2], J. Pniewski [3], M. Wojtkowski[1,2], K. Komar [1,2,4*]

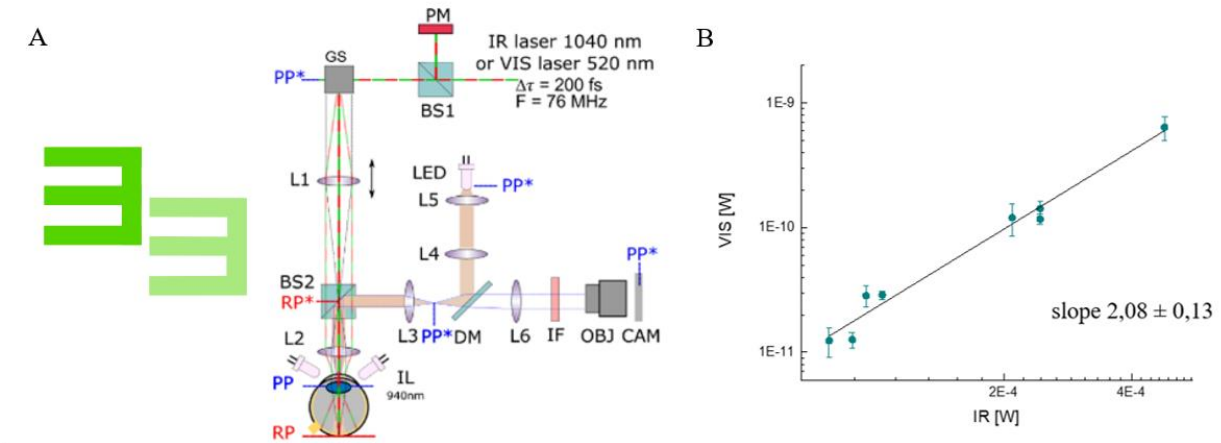
1 Międzynarodowe Centrum Badań Oka, ul. Skierniewicka 10A, 01-230 Warszawa, Polska. 2 Zakład Chemii Fizycznej Układów Biologicznych, Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, ul. Marcina Kasprzaka 44/52, 01-224 Warszawa, Polska. 3 Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska. 4 Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń, Polska.

** kkomar@fizyka.umk.pl*

Widzenie dwufotonowe jest zjawiskiem polegającym na pobudzeniu fotoreceptorów poprzez absorpcję dwufotonową w pigmentach wzrokowych [1]. Badane zastosowania tego efektu skupiały się głównie na pomiarze progu widzenia oraz mikroperymetrii [2, 3]. Aby zbadać inne aspekty widzenia dwufotonowego, takie jak czułość kontrastowa, niezbędna jest możliwość wyznaczenia luminancji bodźców dwufotonowych. Czułość kontrastową określa się jako odwrotność kontrastu progowego, definiowanego przez kontrast Webera. Do wyznaczenia kontrastu Webera konieczna jest znajomość luminancji obserwowanego bodźca oraz tła [4].

Ze względu na brak dostępności funkcji względnej czułości widmowej V(λ) poza zakresem światła widzialnego, wyrażenie luminancji podczerwonych bodźców postrzeganych dwufotonowo wymaga zastosowania niestandardowego podejścia. W tym celu, w badaniu zaproponowano metodę dopasowania jasności. Procedura polegała na jednoczesnym wyświetlaniu dwóch bodźców przez szybkie skanowanie siatkówki impulsową wiązką laserową o długości fali 1040 nm (IR) oraz 520 nm (VIS), gdzie obie wiązki były postrzegane jako zielone. Metoda opierała się na dopasowaniu odpowiedniej mocy wiązki widzialnej do określonej mocy bodźca dwufotonowego w taki sposób, aby oba bodźce charakteryzowały się subiektywnie tą samą jasnością. Procedura została wykonana przez 4 badane osoby dla ośmiu różnych rozmiarów i poziomów jasności bodźca.

Kwadratowa zależność dopasowanej mocy wiązki widzialnej do mocy wiązki podczerwonej podkreśla nieliniowy charakter widzenia dwufotonowego. Metoda pozwoliła na wyznaczenie jasności bodźców dwufotonowych wyrażając ją w jednostkach fotometrycznych tj. cd/m^2. Na podstawie otrzymanych wyników określono luminancję bodźców dwufotonowych. Dokładność procedury różniła się od wielkości prezentowanego bodźca. Bodźce generowane przez wiązkę podczerwoną, o mocy w zakresie 77 – 480 μW, charakteryzowały się luminancją w przedziale 0.21 – 3.01 cd/m^2. Zastosowana metoda umożliwiła wyznaczanie funkcji czułości kontrastowej dla widzenia dwufotonowego oraz porównanie jej ze standardową, jednofotonową funkcją wrażliwości na kontrast.



Ryc. 1(A) Schemat prezentowanych bodźców oraz układu pomiarowego. Wiązki IR i VIS były generowane przez laser femtosekundowy (τ=200 fs, F_{rep}=76 Hz). BS, dzielnik wiązki; CAM, kamera; DM, zwierciadło dichroiczne; GS, skanery galwanometryczne; IF filtr pasmowoprzepustowy 940 nm; L_i, soczewki; LED, biała dioda LED; OBJ, obiektyw; PM, miernik mocy; PP, płaszczyzna źrenicy; PP*, płaszczyzna optycznie sprzężona ze źrenicą; RP, płaszczyzna siatkówki; RP*, płaszczyzna optycznie sprzężona z siatkówką. (B) Przykładowe wyniki opisujące zależność dopasowanej mocy bodźca widzialnego (VIS) do określonych wartości mocy bodźca podczerwonego (IR).

1. G. Palczewska *et al.*, "Human infrared Vision is triggered by two-photon chromophore isomerization," *Proc Natl Acad Sci U S A*, vol. 111, no. 50, 2014, doi: 10.1073/pnas.1410162111.
2. D. Ruminski *et al.*, "Two-photon microperimetry: sensitivity of human photoreceptors to infrared light," *Biomedical Optics Express*, vol. 10, no. 9, 2019, doi: 10.1364/boe.10.004551.
3. G. Łabuz, A. Rayamajhi, K. Komar, R. Khoramnia, and G. U. Auffarth, "Infrared- and white-light retinal sensitivity in glaucomatous neuropathy," *Scientific Reports*, vol. 12, no. 1, 2022, doi: 10.1038/s41598-022-05718-6.
4. O. Kaczkoś *et al.*, "Methods of determining the contrast sensitivity function for two-photon vision," *22nd Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics* (p. 24). SPIE. https://doi.org/10.1117/12.2664174.

Percepcyjna Funkcja Rozmycia Punktu w badaniu problemu dysfotopsji

K. Kakarenko[1], J. Bolek[1], K. Petelczyc[1], K. Krix-Jachym[2], A. Kołodziejczyk[1], M. Rękas[2]
[1]*Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska*
[2] *Wojskowy Instytut Medyczny, Klinika Okulistyki, ul. Szaserów 128, 04-141 Warszawa, Polska*
e-mail Autora: karol.kakarenko@pw.edu.pl

1. Wstęp

Ponad 40% europejskich kierowców uważa, że głównym zagrożeniem związanym z prowadzeniem samochodu latem jest oślepiające słońce. Podobnych warunków podczas nocnego ruchu ulicznego doświadczają osoby dotknięte dysfotopsją dodatnią, czyli efektami olśnienia (ang. glare) i halo. Jest to aż 49% pacjentów po chirurgii refrakcyjnej [1]. W widzeniu dziennym wykazano, że ośrodki wzrokowe w ludzkim mózgu dobrze radzą sobie z tłumieniem percepcji tych zaburzeń. Problem pojawia się jednak w widzeniu nocnym, gdy sceny składają się z jasnych źródeł światła o niewielkich rozmiarach kątowych (latarni, świateł samochodowych, odbić) i dużym kontraście wobec tła. Widoczne zjawiska olśnienia i halo znacznie zwiększają jasność progową zauważalnych obiektów w bezpośrednim sąsiedztwie jasnych punktów pola widzenia. Tym samym poważnie ograniczają bezpieczeństwo uczestnictwa w ruchu drogowym oraz komfort widzenia po zmroku [2].

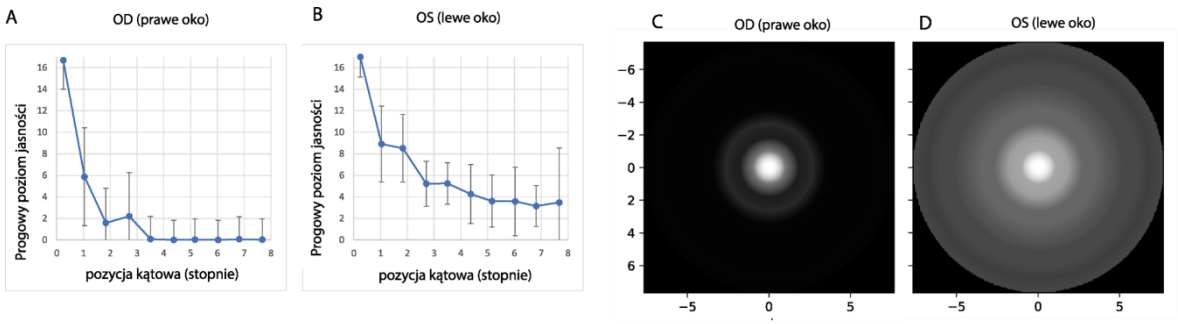
2. Cel

Celem badań było określenie ilościowej charakterystyki pola widzenia pacjenta i dokładny pomiar obecności dysfotopsji dodatnich.

3. Metody

Nasze podejście opiera się na pomiarach właściwości optycznych systemów obrazowania. Ponieważ funkcja rozmycia punktu (PSF) w optyce opisuje jakość obrazu utworzonego przez soczewkę, przeprowadziliśmy podobny eksperyment, używając ludzkiego oka jako „soczewki" testowej i ludzkiej percepcji wzrokowej jako odbiornika sygnału. Skonstruowaliśmy tablicę bodźców w postaci gwiazdy z jasną diodą w centralnej jej części, która indukowała powstawanie dysfotopsji w widzeniu pacjentów. Pacjent umieszczany był na wprost urządzenia w odległości 5 metrów. Badanie składało się z szeregu prezentacji bodźców próbnych w postaci diod o różnych pozycjach (tj. odległościach kątowych od diody centralnej) i natężeniach. Do doboru parametrów kolejnych bodźców w prezentacjach zastosowano psychofizyczną metodę PSI [3]. Zadaniem badanego było wskazanie diody o minimalnej dostrzegalnej jasności w zależności od jej pozycji. Zestawiając te wartości progowe uzyskiwaliśmy mapę pola widzenia danego pacjenta prezentującą subiektywne widzenie dotknięte zjawiskami olśnienia i halo.

4. Wyniki



Rysunek 1. Percepcyjne natężenie dysfotopsji jako funkcja odległości kątowej od centralnego źródła światła dla pacjenta. Prawe oko ma wszczepioną soczewkę AcrySof IQ Vivity. Lewe oko ma zaćmę. Błąd niepewności oznacza przedział ufności 95%. Wynik pomiaru (A,B). Interpolacja percepcyjnej Funkcji Rozmycia Punktu (C,D). Osie są wyskalowane w stopniach kątowych pola widzenia, a punkt środkowy to położenie centralnego źródła światła.

Literatura

1. S. Masket, N. R. Fram, "Pseudophakic dysphotopsia: review of incidence, cause, and treatment of positive and negative dysphotopsia." Ophthalmology, 128(11), pp. e195-e205, (2021).
2. J. J. Castro-Torres, F. Martino, M. Casares-López, S. Ortiz-Peregrina, C. Ortiz, "Visual performance after the deterioration of retinal image quality: induced forward scattering using Bangerter foils and fog filters.", Biomedical Optics Express, 12(5), pp. 2902-2918, (2021).
3. L. L. Kontsevich, C. W. Tyler, „Bayesian adaptive estimation of psychometric slope and threshold.", Vision Research, 39, pp. 2729–2737, (1999).

Badania były finansowane przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach programu LIDER – LIDER/15/0061/L-9/17/NCBR/2018 oraz przez Politechnikę Warszawską w programie „Inicjatywa Doskonałości – Uczelnia Badawcza".

Transfer splątania i sterowania kwantowego w wielomodowych układach kubitowych

J. K. Kalaga[1], **W. Leoński**[1]

[1]*Zakład Optyki i Inżynierii Kwantowej, Instytut Fizyki, Uniwersytet Zielonogórski, ul. Szafrana 4a, 65-516 Zielona Góra, Polska*

j.kalaga@if.uz.zgora.pl

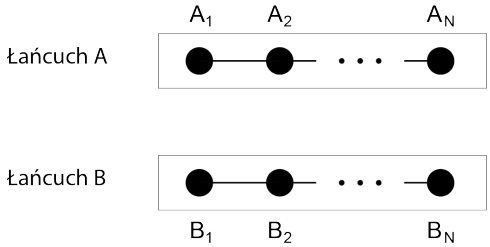


Fig. 1. Schemat dwóch łańcuchów zawierających N oscylatorów (a) liniowych bądź (b) nieliniowych. Poziome linie reprezentują oddziaływania pomiędzy oscylatorami wewnątrz każdego z łańcuchów.

Korelacje kwantowe, takie jak splątanie, sterowalność czy korelacje typu EPR, odgrywają istotną rolę w teorii informacji kwantowej. Znalazły one m.in. zastosowanie w kryptografii kwantowej i protokołach komunikacji kwantowej, a tematyka badań dotycząca propagacji różnego rodzaju korelacji jest ściśle związana z poszukiwaniami w zakresie układów informacji kwantowej. Jednym z zagadnień należących do tego nurtu badań jest problematyka transferu korelacji wzdłuż łańcuchów kubitów. Gra ona szczególną rolę w kwantowej transmisji informacji oraz w procesach dystrybucji kluczy kwantowych.

W prezentowanym tu komunikacie koncentrujemy się na transferze splątania oraz sterowania kwantowego wzdłuż dwóch nieoddziałujących ze sobą łańcuchów kubitów (Rys.1), przy czy rozpatrujemy dwa przypadki. W pierwszym (a), każdy łańcuch składa się z oddziałujących ze sobą anharmonicznych oscylatorów kwantowych typu Kerra, w drugim (b) natomiast, oba łańcuchy zbudowane są z kwantowych oscylatorów harmonicznych.

Analizujemy tu ewolucję czasową parametrów określających stopień splątania [1, 2] oraz sterowalność stanów dwukubitowych [3]. Pokazujemy, że w przypadku obu typów układów (liniowego i nieliniowego) stan splątany lub sterowalny opisujący pierwszą parę dwóch kubitów A_1-B_1 można skutecznie przenieść do ostatniej pary kubitów A_N-B_N.

Literatura

1. S. Hill and W. K. Wootters, "Entanglement of a Pair of Quantum Bits", Phys. Rev. Lett. **78**, 5022 (1997).
2. W. K. Wootters, Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).
3. E.G. Cavalcanti, Q.Y. He, M.D. Reid, and H.M. Wiseman, “Unified criteria for multipartite quantum nonlocality,” Phys. Rev. A **84**, 032115 (2011).

Dyfrakcyjne elementy optyczne realizujące multipleksację przestrzenną promieniowania terahercowego

Mateusz Kałuża[1], Mateusz Surma [1], Paweł Komorowski[2], Przemysław Zagrajek[2], Agnieszka Siemion[1]
[1]Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska
[2]Intytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, Polska
e-mail Autora: mateusz.kaluza.dokt@pw.edu.pl

1. Wprowadzenie i metodyka badań

Rozwój systemów telekomunikacyjnych wymaga szybkiej, bezprzewodowej transmisji sygnału. Częstotliwości z zakresu promieniowania terahercowego (THz) pozwalają na zwiększenie transferu danych w końcowym etapie systemów telekomunikacyjnych w stosunku do obecnie stosowanej technologii Wi-Fi [1]. Jednym z pomysłów na realizację THz systemów telekomunikacyjnych jest zastosowanie pasywnych elementów optycznych do multipleksacji i/lub demultipleksacji promieniowania THz.

W pracy przedstawiono komponenty realizujące tę drugą funkcjonalność – struktury SIMO (*ang. single-input multiple-output*), które przy pomocy pojedynczego dyfrakcyjnego elementu optycznego, pozwalają na dowolne kształtowanie i manipulowanie wiązką zgodnie z zamysłem projektanta elementu [2], dzięki czemu mogą one zostać wykorzystane do swobodnego formowania wiązek THz w układach telekomunikacyjnych.

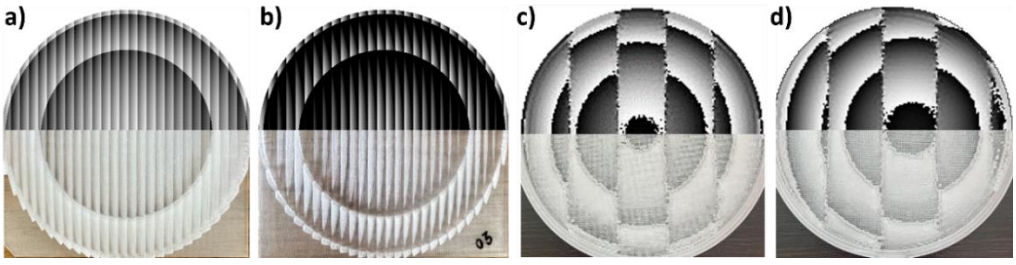
Struktury SIMO zostały zaprojektowane z wykorzystaniem algorytmu typu ping-pong [3] oraz poprzez złączenie dwóch różnych elementów dyfrakcyjnych. Następnie wyprodukowano je przy użyciu druku 3D w technologii FDM (*ang. fused deposition modeling*). W procesie wytwórczym wykorzystano materiały polimerowe: cykliczny kopolimer olefinowy (COC) oraz kopolimer styrenu butadienowego (SBC), nad którymi wcześniej przeprowadzono badania metodą THz spektroskopii w dziedzinie czasu [4]. Właściwości optyczne obu materiałów pozwalają na wytworzenie fazowych struktur pracujących w zakresie promieniowania THz (współczynnik załamania równy około 1,5 oraz niski współczynnik absorpcji w całym zakresie spektralnym objętym badaniem).

Działanie czterech struktur SIMO zostało zweryfikowane w symulacjach numerycznych, a następnie wydrukowane struktury zbadano eksperymentalnie w układzie optycznym. Dane eksperymentalne potwierdzają wyniki symulacji i poprawne działanie struktur. Przedstawione w tej pracy struktury SIMO mogą między innymi znaleźć zastosowanie w (de)multipleksacji przestrzennej w dziedzinie czasu i/lub częstotliwości w THz systemach telekomunikacyjnych.

2. Projektowanie struktur SIMO dla zakresu promieniowania THz

Proponowane struktury SIMO1 oraz SIMO2 do (de)multipleksacji przestrzennej promieniowania THz w dziedzinie częstotliwości są kombinacją dwóch różnych elementów dyfrakcyjnych: piłokształtnej siatki dyfrakcyjnej i skupiającej soczewki kinoformowej. Soczewka odpowiada za skupienie padającego promieniowania na danej odległości. Natomiast siatka dyfrakcyjna, pozwala na przestrzenne rozdzielenie wiązek promieniowania o różnych częstotliwościach. Warto podkreślić, że w pojedynczy rząd ugięcia przekierowana jest energia, która gwarantuje wysoką wydajność dyfrakcyjną (do 100%) oraz zbieżność frontu falowego. Szaroodcieniowe mapy opóźnienia fazowego wprowadzonego przez strukturę przedstawiono na Rys. 1a, 1b – rząd górny, wydrukowane struktury na Rys. 1a, 1b – dolny rząd.

Struktury SIMO3 i SIMO4 do (de)multipleksacji przestrzennej w dziedzinie czasu zaprojektowane zostały przy pomocy algorytmu iteracyjnego typu ping-pong. Dzielą one padającą na strukturę wiązkę promieniowania THz na dwa kanały. Założono i zaobserwowano podział symetryczny względem osi optycznej dla SIMO3 oraz asymetryczny dla SIMO4. Zaprojektowane bitmapy zaprezentowano na Rys. 1c, 1d – rząd górny, wydrukowane struktury na Rys. 1c, 1d – dolny rząd.



Rysunek 1. Struktury SIMO do THz (de)multipleksacji przestrzennej; a) oraz b) w dziedzinie częstotliwości, c) oraz d) w dziedzinie czasu.

Źródło finansowania: Badania finansowane przez Narodowe Centrum Nauki w ramach programu OPUS-18 (2019/35/B/ST7/03909).

Literatura

1. G. Ducournau, et al., "THz Communications using Photonics and Electronic Devices: the Race to Data-Rate," J. Infrared Millim. Terahertz Waves **36**, 198–220 (2014).
2. A. Siemion, "The magic of optics - an overview of recent advanced terahertz diffractive optical elements", Sensors, **21**, 100 (2020).
3. M. Surma, et al., "Sub-Terahertz Computer Generated Hologram with Two Image Planes," Appl. Sci. **9**, 659 (2019).
4. M. Kaluza, et al., "THz optical properties of different 3d printing polymer materials in relation to FTIR, Raman, and XPS evaluation techniques", in 47th International Conference on Infrared, 2022 in IEEE.

Wpływ parametrów ciągu impulsów laserowych na jasność bodźca dwufotonowego

M. J. Marzejon[1,2], Ł. Kornaszewski[1,2], M. Wojtkowski[1,2], K. Komar[1-3]
[1]*Międzynarodowe Centrum Badań Oka, ul. Skierniewicka 10a, 01-230 Warszawa, Polska*
[2]*Zakład Chemii Fizycznej Systemów Biologicznych, Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, ul. Marcina Kasprzaka 44/53, 01-224 Warszawa, Polska*
[3]*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska*
e-mail Autora: mmarzejon@ichf.edu.pl

Widzenie dwufotonowe polega na postrzeganiu impulsowych wiązek laserowych z zakresu bliskiej podczerwieni (od ~ 800 nm do ~1320 nm) tak, jak wiązek widzialnych o kolorze w przybliżeniu odpowiadającym połowie długości fali wiązki pobudzającej. Zjawiskiem fizycznym leżącym u podstaw widzenia dwufotonowego jest absorpcja dwufotonowa zachodząca w pigmentach fotoreceptorów [1]. Absorpcja dwufotonowa jest nieliniowym zjawiskiem optycznym, którego wydajność zależy od chwilowej gęstości mocy optycznej [2]. Jasność bodźca dwufotonowego będzie uzależniona zatem od poziomu mocy chwilowej wiązki laserowej użytej do pobudzenia danego obszaru siatkówki oka. Normy bezpieczeństwa określają bezpieczne warunki oświetlania siatkówki impulsową wiązką podczerwoną, limitując średnią moc promieniowania optycznego dla zadanego czasu ekspozycji na promieniowanie optyczne [3]. Stąd, utrzymując stały poziom mocy średniej, powinno być możliwe uzyskanie jaśniejszych bodźców używając impulsów o krótszych czasach trwania lub zmniejszając częstotliwość repetycji lasera [4,5].

Aby zweryfikować postawioną hipotezę, użyliśmy układu perymetru dwufotonowego [4] i zbadaliśmy próg widzenia dwufotonowego dla 8 różnych ciągów impulsów laserowych. Zmienność parametru cyklu pracy ciągu impulsu, zdefiniowanego jako iloczyn czasu trwania impulsu i jego częstotliwości repetycji, to ponad trzy rzędy wielkości. W eksperymencie wzięło udział 21 zdrowych wolontariuszy w wieku od 21 do 47 lat. Przed eksperymentami, każdy uczestnik został zaadaptowany do ciemności i podano jej/jemu krople rozszerzające źrenicę. Eksperymenty z udziałem ochotników zostały zaakceptowane przez Komisję Bioetyczną Uniwersytetu Mikołaja Kopernika. Podczas eksperymentu trwającego od 5 do 7 minut, zbadano próg widzenia dwufotonowego każdego z ochotników w 13 miejscach siatkówki w obrębie plamki żółtej (± 5°). Otrzymane wyniki pogrupowano według odległości od środka plamki żółtej, usunięto wartości odstające i uśredniono. Uśrednione wyniki układają się w krzywą, której kształt jest zgodny zaproponowanym modelem matematycznym [4,5]. Wartości liczbowe zostały użyte do wyznaczenia stałych liczbowych mających fizyczną interpretację stałych materiałowych siatkówki, łączących wartość progu widzenia z parametrami ciągu impulsów laserowych. To z kolei umożliwia oszacowanie wartości progu widzenia dla dowolnego podczerwonego lasera impulsowego o podobnej długości fali, postrzeganego w procesie widzenia dwufotonowego [5].

Prezentowane wyniki mogą być interesujące dla inżynierów laserowych oraz społeczności zainteresowanej nieliniową percepcją wzrokową. Umożliwiają one dostosowanie parametrów lasera impulsowego pracującego w zakresie bliskiej podczerwieni w celu zoptymalizowania ich do zastosowań w widzeniu dwufotonowym. Uzyskane rezultaty mogą przyczynić się do rozwoju urządzeń wykorzystujących widzenie dwufotonowe do diagnostyki okulistycznej [4,6] lub nowej generacji wyświetlaczy bazujących na nieliniowym mechanizmie widzenia (np. projektorów siatkówkowych), które są interesujące z punktu widzenia zastosowań w rzeczywistości wirtualnej i rozszerzonej.

Literatura

1. G. Palczewska, F. Vinberg, P. Stremplewski, M. P. Bircher, D. Salom, K. Komar, J. Zhang, M. Cascella, M. Wojtkowski, V. J. Kefalov, and K. Palczewski, "Human infrared vision is triggered by two-photon chromophore isomerization," Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 111(50), E5445–E5454 (2014).
2. M. Göppert-Mayer, "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen," Ann. Phys. 401(3), 273–294 (1931).
3. Laser Institute of America, Americal National Standard for Safe Use of Lasers ANSI Z136.1 – 2014 (Laser Institute of America, 2014).
4. M. J. Marzejon, Ł. Kornaszewski, J. Bogusławski, P. Ciąćka, M. Martynow, G. Palczewska, S. Maćkowski, K. Palczewski, M. Wojtkowski, and K. Komar, "Two-photon microperimetry with picosecond pulses," Biomed. Opt. Express 12(1), 462–479 (2021).
5. M. J. Marzejon, Ł. Kornaszewski, M. Wojtkowski, and K. Komar, " Laser pulse train parameters determine the brightness of a two-photon stimulus," Biomed. Opt. Express, *under review*.
6. D. Ruminski, G. Palczewska, M. Nowakowski, V. Kefalov, K. Komar, K. Palczewski, and M. Wojtkowski, "Two-photon microperimetry: sensitivity of human photoreceptors to infrared light," Biomed. Opt. Express 10(9), 4551–4567 (2019).

Optymalizacja optycznej tomografii stanów kwantowych

M. Kopciuch[1],2, A. Dezhang Farad[2], M. Smolis[2], A. Miranowicz[3], S. Pustelny[2]

[1] Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych, Uniwersytet Jagielloński, Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków, Polska

[2] Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński, Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków, Polska

[3] Uniwersytet Adama Mickiewicza, Umultowska 85, 61-614 Poznań, Polska

marek.kopciuch@doctoral.uj.edu.pl

Abstrakt: Jednym z fundamentów informatyki kwantowej jest tworzenie, manipulowanie i rekonstrukcja zadanego stanu kwantowego. Powyższe zadania najczęściej są relizowane z wykorzystaniem pojedynczych obiektów mikroskopowych takich jak centra NV w diamentach, jony, fotony, obwody nadprzewodzące itp. Jednak taki wybór wiąże się z szeregiem wyzwań doświadczalnych. Nasze podejście opiera się na zbiorowych stanach kwantowych tworzonych w makroskopowej chmurze (10^9 atomów) par metali alkalicznych o temperaturze pokojowej, które utrzymywane są w maksymalnie jednorodnym środowisku [1].

W ramach tej prezentacji przedstawimy wyniki pierwszej eksperymentalnej realizacji, optycznej rekonstrukcji kolektywnego stanu atomów w temperaturze pokojowej. Metoda jest oparta o pomiar zaniku polaryzacji, mierzonej poprzez liniowy efekt Faradaya. Zaprezentujemy również metody optymalizacji tomografii oraz przedstawimy wyniki badań wpływu optymalizacji procedury na wierność procesu rekonstrukcji.
© 2023 Autor/Autorzy

Literatura

1. M.Kopciuch, S.Pustelny, Optical reconstruction of collective density matrix of qutrit, Phys. Rev. A 106, 022406, (2023)

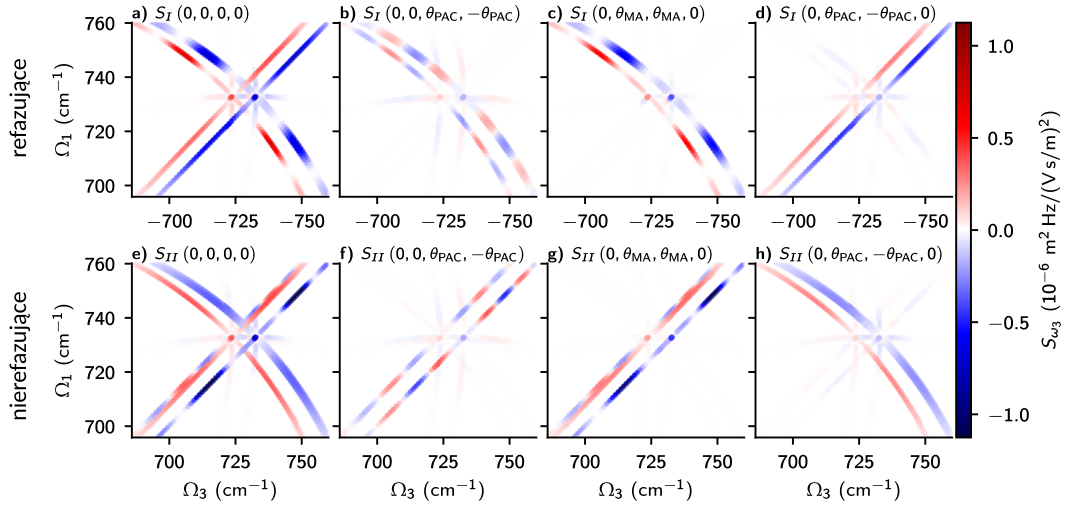
Dwuwymiarowa spektroskopia rowibracyjna próbek gazowych: efekty polaryzacyjne i ewolucja koherencji rotacyjnych

G. Kowzan[1], **T. K. Allison**[2,3]

[1]*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń*
[2]*Department of Chemistry, Stony Brook University, Stony Brook, New York 11790-3400, United States*
[3]*Department of Physics, Stony Brook University, Stony Brook, New York 11790-3400, United States*

gkowzan@umk.pl

Dwuwymiarowa spektroskopia w podczerwieni (2DIR) jest dobrze rozwiniętą techniką doświadczalną, powszechnie używaną do badania ultraszybkiej dynamiki molekularnej w próbkach ciekłych i stałych. Najnowsze osiągnięcia technologiczne w generacji optycznych grzebieni częstotliwości dużej mocy w zakresie średniej podczerwieni oraz we wzmacnianiu ultraszybkich sygnałów nieliniowych wnękami optycznymi [1] umożliwią pomiary 2DIR słabo absorbujących próbek, a w szczególności próbek gazowych o niskim stężeniu absorbera. Wysoką czułość tych metod będzie można połączyć z wysoką rozdzielczością spektroskopii wielogrzebieniowej lub spektroskopii Fourierowskiej, co umożliwi rejestrowanie kształtów pojedynczych rezonansów rotacyjno-wibracyjnych. W spektroskopii 2DIR sprzężonych modów wibracyjnych w fazie ciekłej powszechne jest używanie sekwencji polaryzacji wiązek usuwających z widm wielowymiarowych część rezonansów molekularnych [2]. Sekwencje te nie stosują się do fazy gazowej. W niniejszej pracy przedstawiamy nowe sekwencje polaryzacji pozwalające kontrolować odpowiedź molekuł w fazie gazowej [3, 4]. Przedstawiamy ich działanie na symulacjach rotacyjno-wibracyjnych widm 2D modu wibracyjnego C-Cl w chlorku metylu. Omówimy również wpływ koherencji czysto rotacyjnych na widma 2D oraz możliwość ich wykorzystania do lepszej separacji poszczególnych rezonansów.



Rysunek 1. Wpływ różnych sekwencji polaryzacji wiązek na widma refazujące i nierefazujące modu C-Cl chlorku metylu. Każdy panel jest oznaczony symbolem wektora falowego generowanego sygnału, S_I (refazujący) lub S_{II} (nierefazujący), oraz kątami polaryzacji, (θ_1,θ_2,θ_3,θ_4).

Literatura

1. M. C. Silfies, G. Kowzan, N. Lewis, and T. K. Allison, "Broadband cavity-enhanced ultrafast spectroscopy," Phys. Chem. Chem. Phys. **23**, 9743–9752 (2021).
2. M. T. Zanni, N.-H. Ge, Y. S. Kim, and R. M. Hochstrasser, "Two-dimensional IR spectroscopy can be designed to eliminate the diagonal peaks and expose only the crosspeaks needed for structure determination," Proc. Natl. Acad. Sci. **98**, 11265–11270 (2001).
3. G. Kowzan and T. K. Allison, "Theory of rotationally resolved two-dimensional infrared spectroscopy including polarization dependence and rotational coherence dynamics," Phys. Rev. A **106**, 042819 (2022).
4. G. Kowzan and T. K. Allison, "Controlling Rotationally Resolved Two-Dimensional Infrared Spectra with Polarization," J. Phys. Chem. Lett. **13**, 11650–11654 (2022).

P23, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Optyczne pomiary temperatury w mikroskali z wykorzystaniem pojedynczych nanokryształów fluorkowych

B. Krajnik[1], K. Hołodnik[1], M. Święs[1], D. Horák[2]

[1]Department of Experimental Physics, Wroclaw University of Science and Technology, Wybrzeże Stanisława Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Poland
[2]Institute of Macromolecular Chemistry, Academy of Sciences of the Czech Republic, Heyrovského náměstí 2, 162 06 Prague 6, Czech Republic
e-mail: Bartosz.Krajnik@pwr.edu.pl

Temperatura ma istotny wpływ na przebieg reakcji chemicznych, w szczególności tych zachodzących w żywych organizmach. Niewielka zmiana temperatury, może wpłynąć na strukturę białka i uniemożliwić jego prawidłowe funkcjonowanie. Z tego względu precyzyjny pomiar temperatury stanowi ważny element wielu procesów biotechnologicznych i jest przedmiotem intensywnych badań.

Optyczne metody pomiaru temperatury są szczególnie atrakcyjne ze względu na bezkontaktowy charakter pomiaru. Do najczęściej wykorzystywanych termometrów tego typu należą pirometry i kamery termowizyjne, których działanie polega na pomiarze promieniowania cieplnego badanych obiektów. Pomimo swojej popularności, urządzenia te posiadają szereg ograniczeń, takich jak niska rozdzielczość przestrzenna oraz wpływ właściwości optycznych powierzchni na wartość pomiaru. Alternatywę stanowią termometry luminescencyjne, powszechnie wykorzystywane do pomiarów temperatury *in-vivo*[1]. Pomiar temperatury opiera się na rejestrowaniu zmian takich właściwości optycznych jak: intensywności lub czas życia luminescencji, położenie maksimum luminescencji, stosunek intensywności przejść luminescencyjnych lub anizotropia emisji.

Pomiary temperatury oparte o właściwości optyczne materiałów luminescencyjnych są zależne od czynników środowiskowych. Fluktuacje stężenia barwnika luminescencyjnego, fotowybielanie czy fotowygaszanie, mogą wpływać na intensywność luminescencji. Zmiana właściwości optycznych otoczenia może wpłynąć na czas życia luminescencji, a także anizotropię emisji. Również widmo luminescencji cząsteczki barwnika może ulec zmianie w złożonym środowisku takim jak np. żywa komórka. Ze względu na powyższe ograniczenia, atrakcyjnym materiałem luminescencyjnym, którego właściwości optyczne zależą od temperatury są nanokryształy fluorkowe domieszkowane jonami ziem rzadkich (UCNP, ang. upconverting nanoparticles). Luminescencja UCNP pochodzi od jonów lantanowców umieszczonych w matrycy ze szkła fluorkowego. Centra luminescencyjne są odizolowane od powierzchni, przez co wpływ czynników środowiskowych jest znacznie ograniczony. UCNPs mogą mieć rożny kształt, a ich rozmiar może zmieniać się od kilku do setek nanometrów. Właściwości optyczne UCNPs zależą m. in. od rozmiaru, koncentracji jonów domieszki i architektury [2, 3], co pozwala na ich optymalizację. Za pomocą metod funkcjonalizacji powierzchni UCNPs mogą zostać pokryte krzemionką lub polimerami w celu uzyskania kompatybilności z buforami wodnymi [4].

W naszych badania wykorzystaliśmy nanocząstki $NaYF_4:Er^{3+},Yb^{3+}$, które charakteryzują się m. in. anty-Stokesowskimi przejściami w „zielonym" obszarze widma promieniowania elektromagnetycznego z maksimum luminescencji dla: 520 nm ($^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) i 541 nm ($^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Stosunek obsadzeń poziomów $^2H_{11/2}$ oraz $^4S_{3/2}$ jest zależny od temperatury, co pozwala na wykorzystanie $NaYF_4:Er^{3+}$, Yb^{3+} jako nanotermometrów [5]. Pomiar stosunku natężenia luminescencji dwóch przejść minimalizuje ryzyko błędu eksperymentalnego związanego z fluktuacją lub niejednorodnością światła wzbudzającego luminescencję lub zmianą stężenia nanocząstek. W przeciwieństwie do większości badań prowadzonych przy użyciu wysokich koncentracji UCNPs, celem naszych badań jest wykorzystanie metod wielokolorowej mikroskopii fluorescencyjnej do obrazowania przestrzennego rozkładu temperatury w mikroskali przy użyciu pojedynczych UCNPs. W ten sposób możliwe będzie jednoczesne wyznaczenie temperatury w bezpośrednim sąsiedztwie kilkudziesięciu lub nawet kilkuset nanocząstek.

Literatura

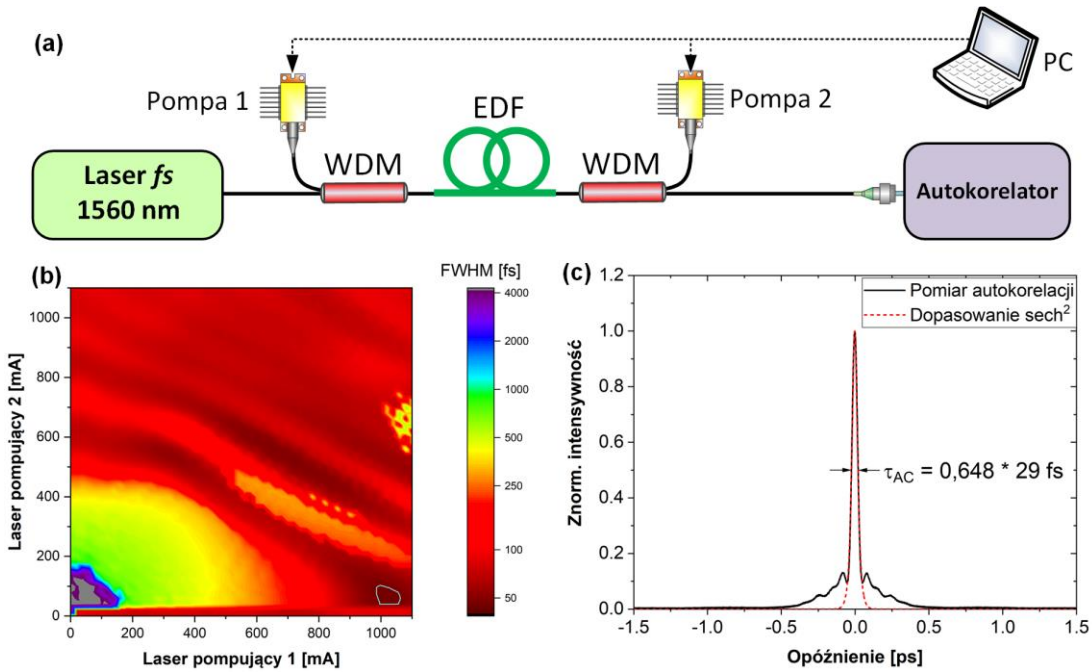
[1] B. del Rosal, E. Ximendes, U. Rocha, D. Jaque, Advanced Optical Materials, 5, 1600508 (2017)
[2] B. Krajnik , L. W. Golacki, U. Kostiv, D. Horák, A. Podhorodecki , ACS Omega, 5, 26537 (2020)
[3] A. Podhorodecki, B. Krajnik et al., Nanoscale, 10, 21186 (2018)
[4] U. Kostiv, V. Lobaz, et al., Nanoscale, 9, 16680 (2017)
[5] F. Vetrone, R. Naccache et al., ACS Nano, 4, 3254 (2010)

Optymalizacja czasu trwania impulsów femtosekundowych z lasera światłowodowego względem mocy i schematów pompowania

M. Krakowski, J. Bogusławski, G. Soboń
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
e-mail Autora: mikolaj.krakowski@pwr.edu.pl

Femtosekundowe lasery światłowodowe znajdują szereg zastosowań w nauce podstawowej, biomedycynie oraz przemyśle dzięki swojej kompaktowości, stabilności pracy oraz niskim kosztom i prostotą budowy [1]. Impulsy generowane przez oscylator światłowodowy zazwyczaj wymagają wzmocnienia, którego wpływ na propagację impulsu jest znaczący. Bolączką takich systemów jest konieczność ręcznego ustawiania parametrów w celu otrzymania odpowiednich charakterystyk impulsu. Przedmiotem naszego badania jest automatyczna, komuterowo sterowana optymalizacja tego procesu poprzez tworzenie map intesnywności ilustrujących czas trwania impulsu dla różnych warunków pompowania.

Na Rysunku 1a zaprezentowano schemat układu lasera, składającego się z oscylatora femtosekundowego oraz wzmacniacza światłowodowego pompowanego obustronnie. Ze względu na wzmacnianie impulsów w reżimie silnie nieliniowym, czas trwania impulsu wyjściowego zależy od mocy obu laserów pompujących. W eksperymencie rejestrowano przy użyciu autokorelatora połówkowy czas trwania impulsu (FWHM) dla wszystkich możliwych kombinacji prądów zasilających obie diody pompujące (z krokiem 10 mA). Mapa na Rysunku 1b prezentuje połówkowy czas trwania impulsu w zależności od prądu zasilania diod pompujących. Na mapie widoczne są konkretne obszary, w których długość połówkowa jest znacznie krótsza. Na Rys. 1c przedstawiono przebieg autokorelacji najkrótszego wygenerowanego impulsu (obszar zaznaczony na mapie w prawym dolnym rogu).



Rysunek 1. (a) Schemat układu eksperymentalnego. WDM: multiplekser długości fali, EDF: światłowód domieszkowany erbem. (b) Wygenerowana mapa czasu trwania impulsu w funkcji prądu laserów pompujących. Zaznaczony na jasno-niebiesko w prawym dolnym rogu obszar reprezentuje impulsy krótsze niż 45 fs. (c) Przebieg autokorelacji najkrótszego uzyskanego impulsu (29 fs).

Analiza zależności parametrów impulsów laserowych od mocy i schematów pompujących znacznie przyspieszy rozwój systemów opartych na wzmacniaczach światłowodowych, np. przy generacji drugiej harmonicznej w mikroskopach dwufotonowych [2]. Poprzez analizę szerokości połówkowej funkcji autokorelacji oraz dopasowania i współczynnika jakości impulsu można zoptymalizować wzmacniacz światłowodowy pod kątem generacji najbardziej optymalnego impulsu. W przyszłości planowane jest zastosowanie uczenia maszynowego do przeprowadzania analizy i automatycznego sterowania układem, bez ingerencji człowieka. Badania sfinansowano ze środków Narodowego Centrum Nauki (projekt Sonata BIS nr 2021/42/E/ST7/00111).

Literatura

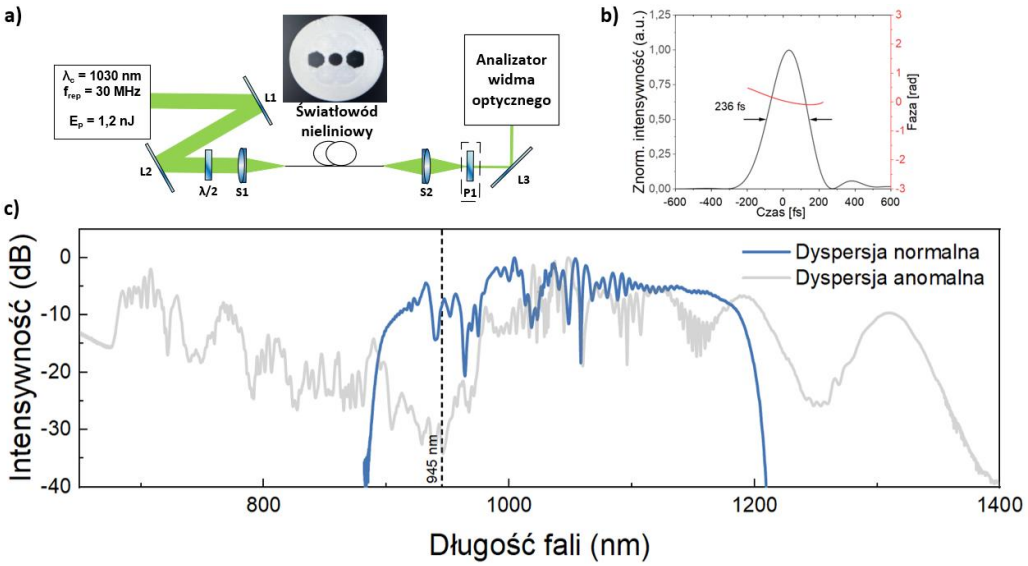
1. M. E. Fermann and I. Hartl, "Ultrafast fibre lasers," Nature Photon 7(11), 868–874 (2013).
2. A. Kwaśny, J. Bogusławski, and G. Soboń, "Multiphoton scanning laser microscope based on femtosecond fiber laser," Photon.Lett.PL 14(4), 74–76 (2022).

Generacja superkontinuum w światłowodach fotonicznych z dyspersją normalną oraz anomalną

Katarzyna Kunio, Jakub Bogusławski, Dorota Tomaszewska-Rolla, Grzegorz Soboń
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska
katarzyna.kunio@pwr.edu.pl

Generacja superkontinuum (SC) polega na tworzeniu szerokiego widma w wyniku działań efektów nieliniowych, takich jak generacja i rozpad solitonów, wymuszone rozpraszanie Ramana i samomodulacja fazy [1]. SC ma szerokie zastosowania, m.in. w metrologii, telekomunikacji oraz koherentnej tomografii optycznej [2]. Jako że proces generacji SC jest złożony, istnieje wiele elementów, które mają wpływ na uzyskany efekt. Szczególne znaczenie dla procesu SC ma przebieg dyspersji chromatycznej światłowodu nieliniowego. We włóknach światłowodowych o anomalnej dyspersji zachodzi generacja i rozpad solitonów, co powoduje znaczne poszerzenie widma SC. Jednakże, widmo nie jest gładkie i następuje wzmocnienie szumu tła [1]. Przy normalnej dyspersji, nie występują efekty związane z solitonami, przez co otrzymane widmo jest spektralnie gładsze i ma większy stopień stabilności spektralnej [3]. Przedstawiamy porównanie widm uzyskanych po propagacji impulsu w zakresie 1 µm przez światłowody z dyspersją całkowicie normalną oraz anomalną.

Rysunek 1(a) przedstawia układ użyty do generacji i pomiaru SC. Wykorzystaliśmy światłowodowy laser iterbowy z kompresorem siatkowym, generujący impulsy o centralnej długości fali 1030 nm, czasie trwania 236 fs [Rys. 1(b)], częstotliwości repetycji 30 MHz oraz energii 1,2 nJ. Porównaliśmy dwa typy nieliniowych światłowodów fotonicznych: o dyspersji anomalnej powyżej 945 nm (i średnicy pola modowego 2,8 µm) oraz włókna utrzymującego polaryzację, o dyspersji całkowicie normalnej (i średnicy pola modowego 2.6 µm), którego czoło jest przedstawione na Rys. 1(a). W obu przypadkach wiązka lasera pompującego była wprowadzana do światłowodu z wykorzystaniem soczewki asferycznej (f = 4,51 mm, NA = 0,55). Uzyskaliśmy sprawność generacji na poziomie 53,4% oraz 43,5% odpowiednio dla światłowodu o dyspersji anomalnej i normalnej. W przypadku światłowodu utrzymującego polaryzację, współczynnik ekstynkcji (PER) został określony z wykorzystaniem metody obrotowego polaryzatora (P1).



Rysunek 1. a) Schemat układu pomiarowego (gdzie: L1-3: lustra optyczne, S1-2: soczewki kolimujące, P1: polaryzator). b) Kształt impulsu wyjściowego z lasera (zmierzony techniką SPIDER). c) Porównanie widm SC otrzymanych ze światłowodu PM z normalną dyspersją oraz z anomalną dyspersją.

Wyniki otrzymane po propagacji przez światłowód z dyspersją anomalną i normalną są widoczne na Rys. 1(c). Widmo SC uzyskane przy pomocy światłowodu z dyspersją anormalną jest efektem generacji i rozpadu solitonów. Jak widać, widmo jest zdecydowanie szersze od drugiego przedstawionego widma, jednak jest też mniej gładkie. Użycie światłowodu z normalną dyspersją powoduje generację gładszego widma SC o niższym poziome szumu. Współczynnik PER dla tego światłowodu był równy 16,3 dB dla propagacji wzdłuż osi szybkiej. Ze względu na dużą stabilność spektralną SC generowanego przy użyciu dyspersji normalnej, może ono znaleźć swoje zastosowania w spektroskopii, w obrazowaniu biomedycznym, czy też nieliniowej kompresji czasu trwania impulsu.

Finansowanie: Narodowe Centrum Nauki (2021/43/D/ST7/01126).

Literatura

1. Goëry Genty et.al., “Fiber supercontinuum sources (Invited),” J. Opt. Soc. Am. B 24, 1771-1785 (2007).
2. Rao D. S. et al., “Shot-noise limited, supercontinuum-based optical coherence tomography,” Light Sci. Appl. 10, 133 (2021).
3. Etienne Genier et.al. “Ultra-flat, low-noise, and linearly polarized fiber supercontinuum source covering 670–1390 nm,” Opt. Lett. 46, 1820-1823 (2021).

Optymalizacja ultrakrótkich impulsów z lasera światłowodowego z wykorzystaniem przestrzennego modulatora światła

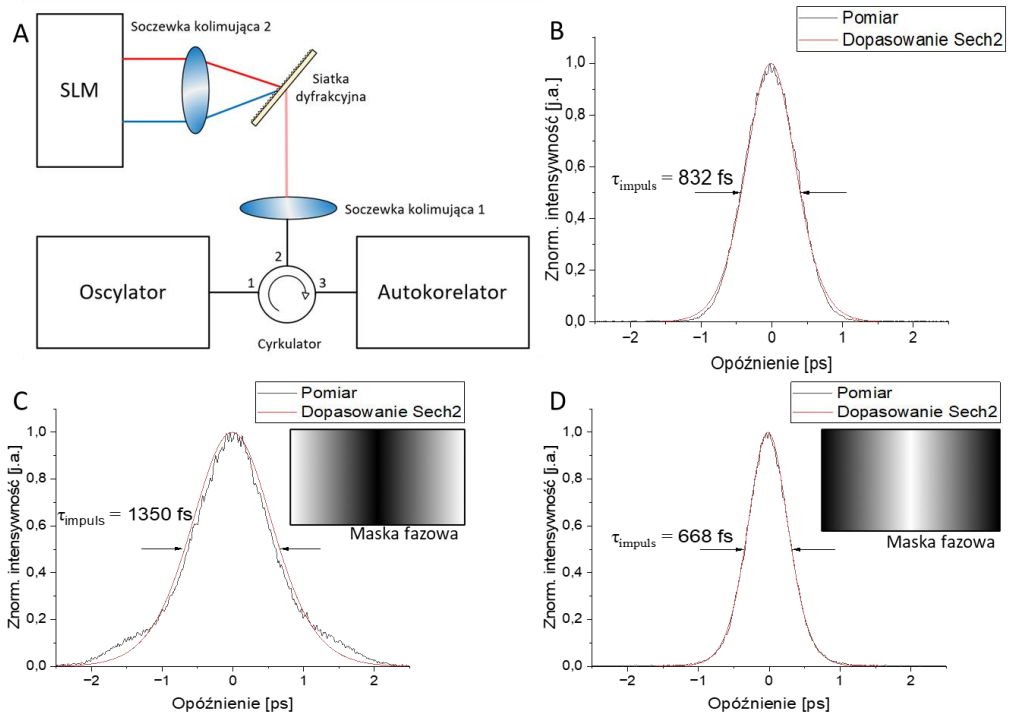
Alicja Kwaśny, Mikołaj Krakowski, Grzegorz Soboń
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże S. Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
alicja.kwasny@pwr.edu.pl

Generacja ultrakrótkich impulsów laserowych, o czasie trwania rzędu kilku cykli optycznych, jest kluczowa dla wielu zastosowań, takich jak próbkowanie elektrooptyczne [1], czy mikroskopia wielofotonowa [2]. Ich dalszy rozwój zmierza w kierunku miniaturyzacji, co znacznie przyspieszyło pojawienie się laserów światłowodowych. Wielką zaletą laserów światłowodowych jest nie tylko ich rozmiar, ale i łatwość użytkowania czy cena.

Optymalizacja femtosekundowego lasera światłowodowego pod kątem generacji najkrótszego impulsu jest jednym z większych wyzwań – przez dużą ilość parametrów przestrajalnych, znalezienie najlepszych ustawień manualnie trwa zwykle kilka godzin, czy nawet dni. Prezentowany układ pozwoli na użycie algorytmów uczenia maszynowego, pozwalając na szybszą i bezobsługową optymalizację impulsu.

Układ eksperymentalny przedstawiono na Rys. 1A. Impuls z lasera femtosekundowego o czasie trwania rzędu 832 fs (Rys. 1B) trafia poprzez cyrkulator na siatkę dyfrakcyjną, następnie na przestrzenny modulator światła (Santec SLM-200) modyfikujący fazę spektralną za pomocą odpowiedniej maski. Następnie, impuls wraca na siatkę dyfrakcyjną i przez cyrkulator jest mierzony za pomocą autokorelatora. Oprogramowanie sterujące systemem stanowi swego rodzaju szkielet pozwalający na testowanie różnego rodzaju algorytmów i sprawdzanie ich skuteczności. Z jego pomocą można w czasie rzeczywistym wysłać dowolną maskę na SLM i odczytać parametry uzyskanego impulsu, jak również zapisać wybrane dane.

Przebiegi autokorelacji impulsów przedstawione na Rys. 1C,D ilustrują wpływ zadanych kształtów masek fazowych na czas trwania impulsu wyjściowego. Pierwsze testy potwierdzają, iż jest możliwe skrócenie impulsu poprzez odpowiednią modyfikację fazy spektralnej. Zaprezentowany układ jest przystosowany do implementacji bardziej złożonych algorytmów uczenia maszynowego. W kolejnym etapie planowane jest rozbudowanie układu o wzmacniacz światłowodowy z kompresorem impulsów, oraz użycie algorytmów typu uczenia wzmacniającego do generacji masek fazowych dających w efekcie najkrótszy impuls wyjściowy. Celem projektu jest generacja impulsów o czasie trwania rzędu kilku cykli optycznych na długości fali 1560 nm (< 20 fs).



Rysunek 1. A) Schemat prezentowanego układu, B) Autokorelacja impulsu wyjściowego bez nałożonej maski fazowej, C-D) Autokorelacje impulsu wyjściowego z nałożoną maską fazową (prezentowaną obok charakterystyki)

Badania sfinansowano ze środków Narodowego Centrum Nauki w ramach projektu nr 2021/42/E/ST7/00111.

Literatura

1. A. S. Kowligy, et al., "Infrared electric field sampled frequency comb spectroscopy," Sci. Adv. 5, eaaw8794 (2019).
2. D. Stachowiak, J. Bogusławski, A. Głuszek, Z. Łaszczych, M. Wojtkowski, G. Soboń, "Frequency-doubled femtosecond Er-doped fiber laser for two-photon excited fluorescence imaging," Biomed. Opt. Express 11, 4431-4442 (2020)

P27, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Generacja splątania kwantowego w heksagonalnym układzie kubitowym

W. Leoński[1], **J. K. Kalaga**[1]

[1]*Zakład Optyki i Inżynierii Kwantowej, Instytut Fizyki, Uniwersytet Zielonogórski, ul. Szafrana 4a, 65-516 Zielona Góra, Polska*

w.leonski@if.uz.zgora.pl

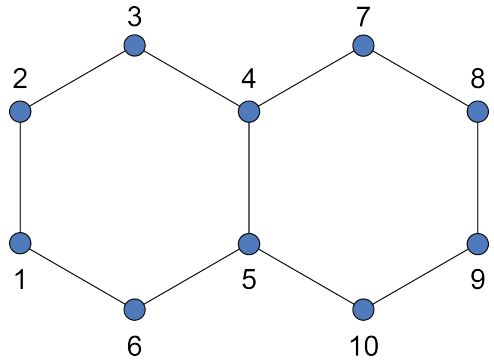


Fig. 1. Schemat heksagonalnego układu 10-upułapkowanych kubitów fermionowych. Kółka reprezentują pojedyncze kubity, a odcinki przedstawiają oddziaływanie pomiędzy nimi.

Zdolność układu do wytwarzania stanów maksymalnie lub prawie maksymalnie splątanych ma kluczowe znaczenie dla rozwoju teorii informacji kwantowej i jej zastosowań. Stany takie są zazwyczaj stosowane w komunikacji kwantowej, kryptografii kwantowej lub zagadnieniach związanych z obliczeniami kwantowymi.

Ostatnie doniesienia dotyczące atomów pułapkowanych w sieciach optycznych, pozwalających na wytwarzanie sieci atomów fermionowych [1], dają nadzieję na stworzenie nowych układów kubitowych pozwalających na wytwarzanie różnych form korelacji kwantowych.

W tym komunikacie proponujemy model zawierający dziesięć pułapkowanych kubitów fermionowych jako źródło stanów maksymalnie splątanych. Kubity te oddziałują ze sobą tworząc strukturę dwóch połączonych ze sobą sześciokątów, gdzie dwa z kubitów są wspólne dla obu sześciokątów (Rys.1). Dodatkowo, układ znajduje się w zewnętrznym polu magnetycznym. Dla takiego układu omawiamy wpływ oddziaływania pomiędzy spinami na generowanie stanów splątanych. Analizując czasowe ewolucje wielkości opisujących stopień splątania [2, 3], pokazujemy, że wydajność tworzenia stanów splątanych silnie zależy od stanu w jakim układ znajduje się w chwili początkowej oraz od siły oddziaływania międzyspinowego.

Literatura

1. T. Hernández Yanes, M. Płodzień, M. Mackoit Sinkevičienė, G. Žlabys, G. Juzeliuñas, and E. Witkowska, ”One- and Two-Axis Squeezing via Laser Coupling in an Atomic Fermi-Hubbard Model”, Phys. Rev. Lett. **129**, 090403 (2022).
2. S. Hill and W. K. Wootters, "Entanglement of a Pair of Quantum Bits", Phys. Rev. Lett. **78**, 5022 (1997).
3. W. K. Wootters, Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits, Phys. Rev. Lett. **80**, 2245 (1998).

Statyczny spektrometr fourierowski na zakres średniej podczerwieni

F. Łabaj[1,2], **J. Kalwas**[2], **R. Piramidowicz**[1,2]

[1]*Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki, Politechnika Warszawska, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska*
[2]*VIGO Photonics S.A., ul. Poznańska 129/133, 05-850 Ożarów Mazowiecki, Polska*
filip.labaj.dokt@pw.edu.pl

1. Wstęp

Ilościowa analiza spektralna światła po jego interakcji z materią pozwala na dokładną, powtarzalną detekcję i identyfikację szerokiego zakresu substancji. Spektrometry pozwalające na pomiar tego typu charakterystyk spektralnych są często dedykowane do pracy w zakresie podczerwieni gdzie występują interakcje wibracyjne, szczególnie w zakresie 7 - 25 µm nazywanym również przedziałem daktyloskopowym ("fingerprint region"), który zawiera dobrze zdefiniowane i silne charakterystyki absorpcyjne [1].

W celu realizacji pomiarów spektralnych w tym zakresie, zrealizowany został układ statycznego spektrometru fourierowskiego (static Fourier transform spectrometer - sFTS) opartego na konfiguracji trójkątnej interferometru Sagnaca [2].

2. Układ sFTS

Przedstawiona konfiguracja układu została zaprojektowana do pracy w zakresie spektralnym 8 - 12 µm. Wstępne symulacje numeryczne zostały wykonane z wykorzystaniem oprogramowania do śledzenia promieni w celu optymalizacji architektury układu oraz wyznaczenia jego parametrów teoretycznych i limitów detekcji.

Zmierzone interferogramy są poddawane obróbce numerycznej w kilku krokach. Odszumianie i demodulacja są przeprowadzane z wykorzystaniem algorytmu BM3D (*block-matching and 3D filtering*) [3] oraz dekompozycji na mody empiryczne (*empirical mode decomposition* - EMD) [4]. Charakterystyki spektralne są rekonstruowane z przetworzonych sygnałów za pomocą algorytmu szybkiej transformaty Fouriera (*fast Fourier transform* - FFT).

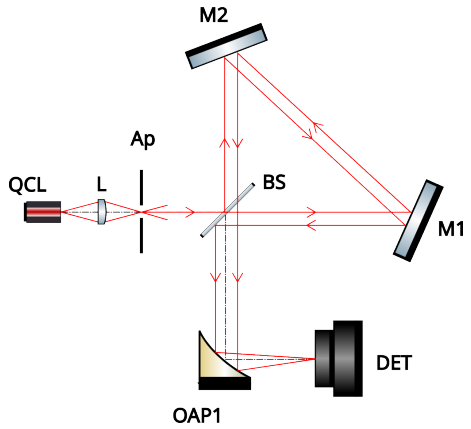


Fig. 1. Schemat optyczny układu sFTS na zakres 8 - 12 µm. **QCL** - kwantowy laser kaskadowy, **L** - soczewka ogniskująca, **Ap** - apertura wejściowa, **BS** - płytka światłodzieląca, **M1** i **M2** - zwierciadła płaskie, **OAP2** - paraboliczne zwierciadło pozaosiowe, **DET** - matryca lub linijka detektorów

Literatura

1. Smith JG (2011). Chapter 13 “Mass Spectrometry and Infrared Spectroscopy“ In “Organic chemistry (3rd ed.)”; Hodge T, Nemmers D, Klein J Eds.; New York, NY: McGraw-Hill. pp. 463–488.
2. Barducci, Alessandro, et al. "Theoretical aspects of Fourier transform spectrometry and common path triangular interferometers." Optics Express 18.11 (2010): 11622-11649.
3. Dabov, Kostadin, et al. "Image denoising by sparse 3-D transform-domain collaborative filtering." IEEE Transactions on image processing 16.8 (2007): 2080-2095.
4. Huang, Norden E., et al. "The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis." Proceedings of the Royal Society of London. Series A: mathematical, physical and engineering sciences 454.1971 (1998): 903-995.

Femtosekundowe lasery światłowodowe ze zbalansowaną dyspersją na zakresy 1,56 i 2 µm

Z. Łaszczych[1], M. Krakowski[1], O. Szewczyk[1], M. Biduś[2], P. Wrona[2], J. Kruczek[2], K. Żołnacz[3], G. Statkiewicz-Barabach[3], J. Olszewski[3], M. Makara[4], K. Poturaj[4], A. Paździor[4], W. Urbańczyk[3], P. Mergo[4], M. Dłubek[2], G. Soboń[1], J. Sotor[1]

[1]Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

[2]FIBRAIN Sp. z o.o., Zaczernie 190F, 36-062 Trzebownisko

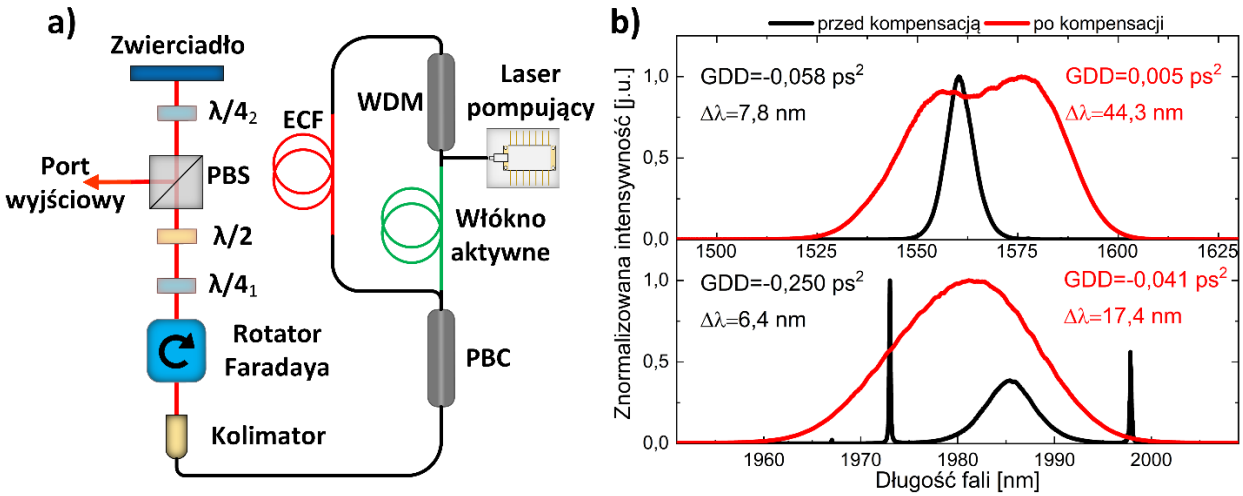
[3]Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

[4]Pracownia Technologii Światłowodów, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Plac Marii Curie-Skłodowskiej 3, 20-031 Lublin

e-mail Autora: zbigniew.laszczych@pwr.edu.pl

Standardowe włókna światłowodowe używane w oscylatorach impulsowych pracujących w zakresach spektralnych 1,56 oraz 2,0 µm posiadają anomalną dyspersję co sprzyja formowaniu się konwencjonalnych solitonów optycznych. Relacja wiążąca energię impulsu jako funkcję czasu jego trwania, zwana teorią pola solitonu, ogranicza energię możliwą do skumulowania w pojedynczym impulsie [1]. Zarządzanie wypadkową dyspersją, zmieniające wartość wypadkowej dyspersji wnęki w kierunku dyspersji normalnej, jest metodą umożliwiającą optymalizację parametrów wyjściowych takich jak czas trwania, energia oraz szerokość spektralna. Zarządzanie dyspersją niweluje również dopasowanie fazowe fali dyspersyjnych tzw. prążków Kelly'go, przez co większa część energii zgromadzonej w oscylatorze jest utrzymywana w impulsie [3]. W celu zmiany wartości dyspersji stosuje się kompresory na bazie siatek dyfrakcyjnych i/lub pryzmatów lub specjalnie zaprojektowane światłowody [4]. Ponieważ kompresory budowane są na bazie komponentów optyki objętościowej, w celu miniaturyzacji układu najodpowiedniejsze wydają się światłowody kompensujące dyspersję. Niestety, na rynku nadal brakuje światłowodu kompensującego dyspersję w zakresie pracy laserów erbowych i tulowych/holmowych, który dodatkowo utrzymującego stan polaryzacji.

Prezentujemy dwa lasery femtosekundowe pracujące na środkowych długościach fali 1565 oraz 1980 nm bazujące na nieliniowym zwierciadle wzmacniającym, w których zastosowano kompensację wypadkowej dyspersji wnęki (GDD) za pomocą utrzymującego stan polaryzacji światłowodu o eliptycznym rdzeniu (ECF). Światłowód ten został wytworzony przez Fibrain Sp. z o.o. na bazie szkła krzemionkowego domieszkowanego germanem (30% mol GeO_2), i posiada współczynnik dyspersji równy -75,0 ps/km/nm dla długości fali 1560 nm oraz -43,9 ps/km/nm dla 1980 nm. Ogólny schemat obu laserów przedstawiono na Rys. 1a. W konfiguracji bez ECF oba oscylatory pracowały w reżimie konwencjonalnych solitonów optycznych (Rys. 1b). Dzięki skompensowaniu dyspersji rezonatora, uzyskano zwiększenie połówkowej szerokości widma optycznego (Δλ) z 7,8 do 44,2 nm (laser erbowy) oraz z 6,4 nm do 17,4 nm (laser tulowy). Badania sfinansowano ze środków Narodowego Centrum Badań i Rozwoju w ramach projektu nr POIR.04.01.01-00-0024/19.



Rysunek 1. a) Schemat oscylatorów. Schemat układu oscylatora. WDM: sprzęgacz z podziałem długości fali, PBC/PBS: polaryzacyjny sprzęgacz/dzielnik wiązek, ECF: kompensujące dyspersję włókno o eliptycznym rdzeniu. b) Widma optyczne impulsów w oscylatorze bez ECF (czarne przebiegi) oraz po skompensowaniu dyspersji (czerwone przebiegi), zarejestrowane w laserze erbowym (górny panel) oraz tulowym (dolny panel).

Literatura

1. A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Physics in Dispersive Dielectric Fibers I: Anomalous Dispersion." Appl. Phys. Lett. 23, pp.142–144 (1973).
2. R. I. Woodward, "Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers." J. Opt. **20**(3), 033002 (2018).
3. S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton." Electron. Lett. **28**(8), 806–807 (1992).
4. Z. Łaszczych i G. Soboń, "Three states of operation in the net-normal figure-nine fiber laser at 1560 nm." Opt. Laser Technol. **152**, 108107 (2022).

Wpływ nanodiamentów w objętości rdzenia światłowodowego na optyczną nieliniowość krzemionkowych światłowodów skokowych

G. Stępniewski[1,2], P. Hänzi[3], T. Kardaś [4], S. A. Łukasik[1], Y. Stepanenko[5], M. Głowacki[6], V. Romano[3], R. Buczyńkis[1,2], R. Bogdanowicz[6], A. M. Heidt[3], M. Klimczak[1]

[1] *University of Warsaw, Faculty of Physics, Pasteura 5, 02-093 Warsaw, Poland*
[2] *Łukasiewicz Research Network, Institute of Microelectronics and Photonics, Al. Lotników 32/46, 02-668, Warsaw, Poland*
[3] *University of Bern, Institute of Applied Physics, Sidlerstrasse 5, 3012, Bern, Switzerland*
[4] *Fluence Sp. z o.o., Kolejowa 5/7, 01-217 Warsaw, Poland*
[5] *Institute of Physical Chemistry, Polish Academy of Sciences, Kasprzaka 44/52, 01-224 Warsaw, Poland*
[6] *Gdańsk University of Technology, Faculty of Electronics, Narutowicza 11/12, 80-233, Gdańsk, Poland*

Światłowody z ujemną nieliniowością optyczną wywarłyby znaczący wpływ na rozwój laserów femtosekundowych a także szerzej rozumianej optyki nieliniowej. Włókna takie pozwalałyby bowiem na propagację solitonów w zakresie spektralnym normalnej dyspersji prędkości grupowej, na przykład w światłowodowych laserach iterbowych. Szkło krzemionkowe ma dodatni nieliniowy współczynnik załamania światła, w przeciwieństwie do niektórych stosowanych w fotonice materiałów, takich jak GaAs [1]. Nanodiamenty również wykazują ujemną nieliniowość w skutek zmiany przerwy energetycznej związanej z efektami ograniczenia kwantowego i hybrydyzacji sp2-sp3 na powierzchni drobin [2]. W niniejszej pracy prezentujemy wyniki badań odpowiedzi nieliniowej światłowodów krzemionkowych sfunkcjonalizowanych nanodiamentami w objętości rdzenia. W każdym światłowodzie zmierzyliśmy rozdzielcze czasowo i spektralnie charakterystyki samomodulacji fazy (SPM) wejściowych impulsów femtosekundowych o centralnej długości fali wynoszącej 1030 nm. Badany był również światłowód referencyjny SMF28. Wyniki pokazane na Rys. 1, otrzymane metodą rozdzielczej spektralnie korelacji skrośnej (XFROG) pokazują niewielką różnicę

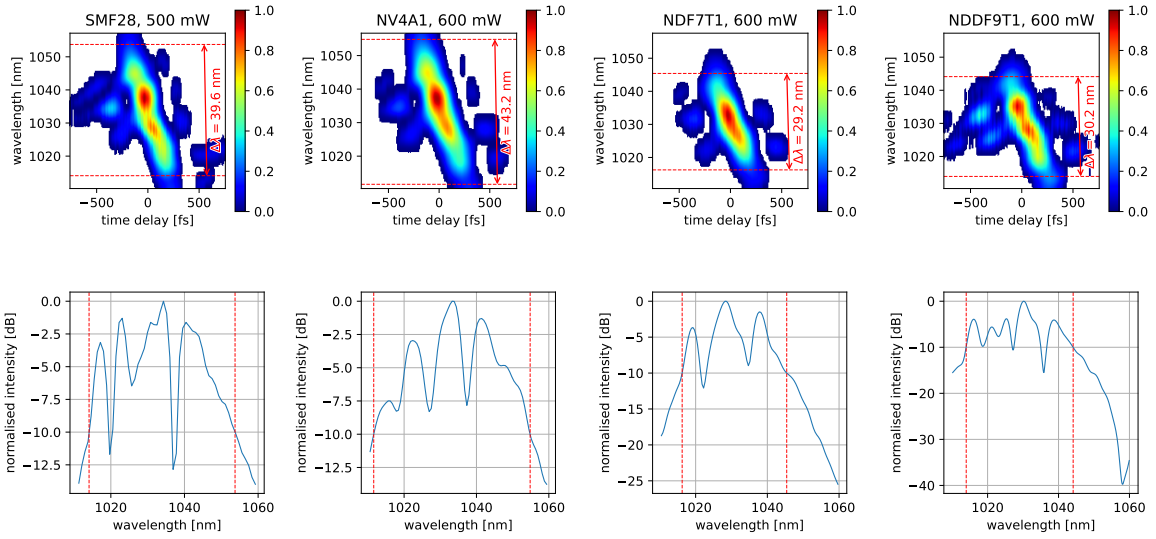


Fig. 1. Zmierzone profile opóźnienia grupowego i widma impulsów laserowych na wyjściu badanych światłowodów: referencyjnego SMF28 oraz trzech włókien z nanodiamentami.

szerokości spektralnej SMP we włóknach SMF28 i słabo domieszkowanym diamentem NV4A1. Dla pozostałych dwóch światłowodów, zwierających co najmniej 10 razy więcej drobin diamentu efekt poszerzenia SMP został zauważalnie zniwelowany, uwzględniając każdorazowo tłumienność oraz efektywność wprzęgania impulsów wejściowych. Oznacza to, że zmierzone próbki mogą mieć nawet o 50% niższy współczynnik nieliniowości w porównaniu z SMF28. W następnych krokach otrzymane dane poddane zostaną próbie rekonstrukcji przy użyciu symulacji propagacji nieliniowej. Otrzymane wyniki to punkt wyjścia do badań nad możliwością projektowania światłowodów z ujemną nieliniowością optyczną do układów optyki ultraszybkiej.

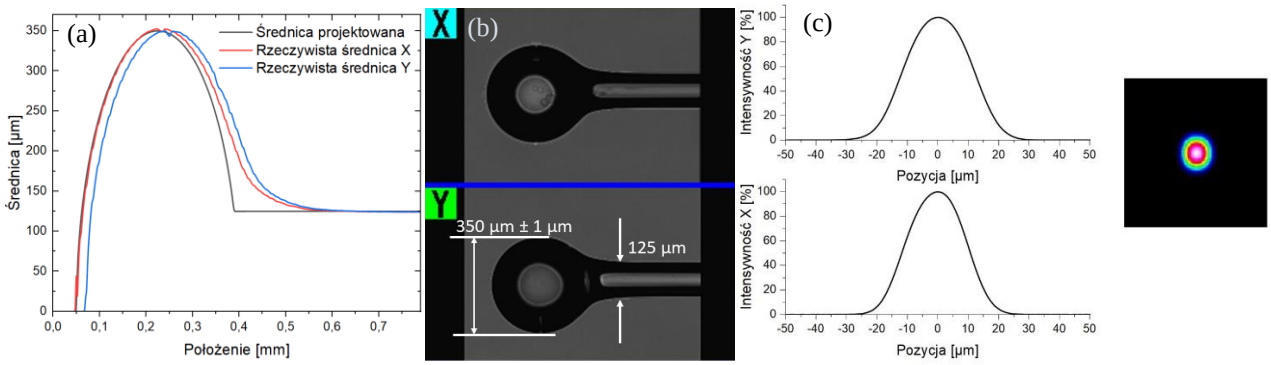
Literatura

1. M. Sheik-Bahae et al. “Dispersion of Bound Electronic Nonlinear Refraction in Solids”, IEEE J. Quantum Electron. 27(6), 1296 (1991).
2. I. Papagiannouli et al. “Nonlinear optical properties of colloidal carbon nanoparticles: nanodiamonds and carbon dots”, RSC Adv. 4, 40152 (2014).

Wytwarzanie soczewek światłowodowych z wykorzystaniem spawarek telekomunikacyjnych

S. Matczak, D. Stachowiak, G. Soboń
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów,
Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
e-mail Autora: szymon.matczak@pwr.edu.pl

Dynamiczny rozwój fotoniki wymaga opracowania nowych technologii wytwarzania niestandardowych komponentów światłowodowych, kluczowych dla rozwoju nowoczesnych laserów, źródeł światła, wzmacniaczy czy układów fotoniki zintegrowanej. Jednym z takich elementów mogą być mikrosoczewki wytwarzane na końcach światłowodów. Struktury tego typu są niezastąpionym elementem w przypadku wprowadzania światła ze światłowodu do np. falowodu lub fotonicznego układu scalonego. Pozwalają one skupić światło w danej odległości od końca włókna, eliminując potrzebę stosowania optyki objętościowej, zwiększając przy tym efektywność sprzężenia światła ze światłowodu do falowodu lub innego niestandardowego włókna, którego spawanie jest utrudnione ze względu na jego właściwości fizyczne, np. niską temperaturę topnienia [1]. Przykładowym zastosowaniem mikrosoczewek jest ich aplikacja w sensoryce optycznej, gdzie soczewka mogłaby umożliwić zbieranie odbitego lub rozproszonego światła z badanego materiału. Aktualnie stosowana dopplerowska wibrometria laserowa służy do pomiaru wibracji i zmiany pozycji badanego obiektu. Stosuję się ją również w medycynie podczas badań ucha środkowego w celu określenia przemieszczania się elementów składowych ucha [2]. Zastosowanie głowicy z odpowiednio zaprojektowaną soczewką może poprawić limit detekcyjności takich urządzeń.
W niniejszej pracy prezentujemy możliwość wytwarzania mikrosoczewek wykorzystując standardową telekomunikacyjną spawarkę światłowodową Fujikura FSM-100P. Umożliwia ona podstawowe i bardziej zaawansowane spawanie światłowodów (w tym modyfikację procesów spawania przez użytkownika). Dodatkowo w połączeniu z oprogramowaniem producenta spawarki (*Fiber Processing Software*) możliwe jest również stworzenie odpowiedniego procesu umożliwiającego wykonanie mikrosoczewek o założonych parametrach. W ramach badań opracowano technologię wytwarzania mikrosoczewek składających się z dwóch rodzajów włókien: bezrdzeniowego oraz standardowego jednomodowego światłowodu SMF-28e. Zastosowanie bezrdzeniowego światłowodu w konktekście soczewki pozwala na ujednolicenie struktury, co bezpośrednio określa jej współczynnik załamania światła. Korzystając z oprogramowania spawarki, zaprogramowano i zoptymalizowano odpowiedni proces składający się ze spawania wstępnego, łączącego oba typy światłowodów, a następnie dobrania optymalnej ilości zespawanego światłowodu poprzez jego przesunięcie i odpowiednie przetopienie łukiem elektrycznym w celu uformowania soczewki (Rys. 1).



Rysunek 1. (a) Charakterystyka obrazująca pomiar średnicy wykonanej mikrosoczewki, (b) podgląd wykonanej mikrosoczewki, (c) pomiar profilu wiązki światła wychodzącej z mikrosoczewki

Pomiar wymiarów geometrycznych potwierdził, że wartość rzeczywista pokrywała się z wartością projektowaną (Rys. 1a). Skutkiem czego było uformowanie mikrosoczewki składającej się z standardowego jednomodowego światłowodu i bezrdzeniowej struktury soczewki o współczynniku załamania n równym 1,4574 i NA $\geq$ 0,46 (Rys. 1b). Profil wiązki wychodzącej zmierzono za pomocą układu teleskopu dwóch soczewek o jednakowych ogniskowych i profilometru Thorlabs BP209IR1. Wykazano, że profil skupionej wiązki wynosił 20,3 µm x 21 µm przy eliptyczności bliskiej 99% (Rys. 1c). Wyniki pracy potwierdzają, że możliwe jest wykonanie światłowodowej mikrosoczewki przy użyciu konwencjonalnej spawarki światłowodowej, co otwiera drogę do stosowania w tym celu specjalistycznych spawarek światłowodowych, zapewniających pełną kontrolę nad procesem i położeniem wykonywanej struktury. Badania sfinansowano ze środków Narodowego Centrum Nauki w ramach projektu nr 2021/43/O/ST7/00757.

Literatura

1. L. Yang et al., "High-coupling efficiency and robust fusion splicing between fluorotellurite and chalcogenide fibers," Infrared Phys. Technol. 122, 104075 (2022).
2. M. Masalski et al., "Handheld laser-fiber vibrometry probe for assessing auditory ossicles displacement," J. Biomed. Opt. 26(7), 077001 (2021).

Eliminacja błędów wprowadzanych przez linię opóźniającą w szerokopasmowej spektroskopii terahercowej

J. Mnich, Ł. Sterczewski, J. Sotor
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Stanisława Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
e-mail Autora: jakub.mnich@pwr.edu.pl

Abstrakt: Prezentujemy wyniki analizy źródeł błędów w odwzorowaniu widm wprowadzonych przez linię opóźniającą w szerokopasmowych czasowych spektrometrach terahercowych. Dociekania oparto o symulacje oraz zweryfikowano przy pomocy pomiarów interferometrycznych w takim spektrometrze. Ponadto, proponujemy prostą i uniwersalną metodę modyfikacji linii opóźniających pozwalającą na znaczną poprawę ich precyzji.
© 2023 Autorzy

Nowe typy kryształów nieliniowych (np. DSTMS [1]), wykorzystywane do konwersji impulsów promieniowania bliskiej podczerwieni na zakres terahercowy, pozwalają na budowę spektrometrów czasowych o niespotykanej dotychczas szerokości pasma. Dzięki nim możliwe stało się pokrycie przez jeden instrument zakresu częstotliwości od 1 do 30 THz.

Dostępna literatura skupia się na analizie wpływu błędów pozycjonowania linii opóźniających (LO) na stosunek sygnału do szumu, zakres dynamiczny oraz na powstawanie niepożądanych artefaktów w mierzonym widmie [2–4]. Autorzy wykorzystują do weryfikacji swoich modeli spektrometry terahercowe o użytecznym paśmie nie szerszym niż 3 THz. Z tego powodu bieżący stan wiedzy nie jest wystarczający aby wyjaśnić artefakty obecne w regionach pasma o wyższej częstotliwości.

Gdy spektrometr terahercowy jest wykorzystywany do pomiarów absorbancji (zwłaszcza w gazach), szczególnie istotne staje się precyzyjne odwzorowanie pozycji detali widma w funkcji długości fali. Nawet nieznaczne błędy pozycjonowania ruchomego ramienia spektrometru powodują przesunięcia linii absorpcyjnych uniemożliwiające skuteczne uśrednianie widm oraz odejmowanie ich w celu obliczenia absorbancji próbek. Im mniejsza jest szerokość linii absorpcyjnej i im wyższa jest jej częstotliwość tym bardziej uwydatnione stają się takie przesunięcia. Możliwe jest nawet generowanie fałszywych linii absorpcyjnych.

LO typowo wykorzystywane do budowy czasowych spektrometrów terahercowych, wykorzystują kontrolę pozycji z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego, co oznacza, że nie posiadają żadnej metody na monitorowanie bieżącej pozycji wózka i polegają wyłącznie na dokładności swojego układu mechanicznego. Precyzja takiego sterowania jest zbyt niska dla szerokopasmowych instrumentów. W celu zaadresowania tego problemu proponujemy uniwersalną modyfikację LO polegającą na dodaniu do niej enkodera magnetycznego wraz z elektroniką sterującą. Układ zaprojektowano w taki sposób aby konwertował wyjścia enkodera kwadraturowego na dwa sygnały, z których jeden informuje o kierunku posuwu, a na drugim emitowany jest impuls logiczny za każdym razem gdy wózek przemieści się o jeden krok rozdzielczości. Takie podejście sprawia, że modyfikacja jest kompatybilna z większością LO i systemów akwizycji danych bez konieczności wprowadzania trwałych zmian. Prezentujemy pomiary dowodzące efektywności takiej modyfikacji oraz jej porównanie ze spektroskopią wspomaganą interferometrycznie [5].

Literatura

1. U. Puc, T. Bach, P. Günter, M. Zgonik, and M. Jazbinsek, "Ultra-Broadband and High-Dynamic-Range THz Time-Domain Spectroscopy System Based on Organic Crystal Emitter and Detector in Transmission and Reflection Geometry," Adv. Photonics Res. 2, 2000098 (2021).
2. A. Rehn, D. Jahn, Jan. C. Balzer, and M. Koch, "Periodic sampling errors in terahertz time-domain measurements," Opt. Express 25, 6712 (2017).
3. S. Takagi, S. Takahashi, K. Takeya, and S. R. Tripathi, "Influence of delay stage positioning error on signal-to-noise ratio, dynamic range, and bandwidth of terahertz time-domain spectroscopy," Appl. Opt. 59, 841 (2020).
4. D. Jahn, S. Lippert, M. Bisi, L. Oberto, J. C. Balzer, and M. Koch, "On the Influence of Delay Line Uncertainty in THz Time-Domain Spectroscopy," J. Infrared Millim. Terahertz Waves 37, 605–613 (2016).
5. D. Molter, M. Trierweiler, F. Ellrich, J. Jonuscheit, and G. Von Freymann, "Interferometry-aided terahertz time-domain spectroscopy," Opt. Express 25, 7547 (2017).

Niepewność pomiarowa widma ruchliwości dla materiałów optoelektronicznych z pojedynczym kanałem przewodności

Paweł Moszczyński[1,2], Jarosław Wróbel [3], Marek A. Kojdecki[1], Sebastian Złotnik[3], Małgorzata Nyga[3], Jerzy Wróbel[3,4]

[1]*Wydział Cybernetyki, Wojskowa akademia Techniczna im. Jarosława Dąbrowskiego, ul. gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa*
[2] *Dowództwo Komponentu Wojsk Obrony Cyberprzestrzeni, ul. gen. broni Tadeusza Buka 1, 05-119 Legionowo*
[3]*Instytut Fizyki Technicznej, Wojskowa Akademia Techniczna im. Jarosława Dąbrowskiego, ul. gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa*
[4]*Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa*
e-mail Autora: pawel.moszczynski@wat.edu.pl

Widmo (lub rozkład) ruchliwości nośników jest jedną z cech charakterystycznych materiałów półprzewodnikowych. Pozwala ono na jakościową i ilościową ocenę wielokanałowego transportu nośników ładunku, dając wgląd w szczegółową specyfikę poszczególnych kanałów przewodności. Pojęcie te zostało wprowadzone w przełomowej pracy Beck'a i Anderson'a [1] i rozwijane w różnych obszarach przez kolejnych badaczy, m.in. przez Dziubę i Górską [2]. Poszukiwali oni takiego sposobu przetwarzania wyników pomiaru magnetotransportu (pomiar oporu i efektu Halla w funkcji zmieniającego się pola B), aby uzyskać poszukiwany rozkład ruchliwości. Metody obliczeniowe bazujące na tym podejściu nazywane są obecnie „analizą widm ruchliwości" (ang. *mobility spectrum analysis* – MSA) [3].

Ogólne oszacowanie błędu procedury MSA jest niebanalne. Szczególnie problematyczne jest ustalenie jak niepewności pomiarowe wyznaczonych charakterystyk napięciowych próbki w funkcji pola magnetycznego przekładają się na błędy obliczeniowe rozkładu ruchliwości ze względu na konieczność rozwiązywania silnie niestabilnego zadania numerycznego. Z symulacji rozwiązania skomplikowanego układu równań całkowych zaproponowanych przez Becka i Andersona jasno wynika, że dla tego zagadnienia można znaleźć wiele kompletów rozwiązań, odpowiadających niewiele różniącym się składowym tensora przewodności. W pracy prezentujemy metodę oszacowania błędu wyznaczania widma ruchliwości dla materiału o jednokanałowym przewodnictwie elektronowym. Opracowana koncepcja pozwala oszacować maksymalną wielkość kanału dziurowego jaki mógł zostać pominięty w wyniku błędów pomiaru. Zaproponowane zadanie optymalizacyjne zostało rozwiązane dla próbek o różnych rezystancjach, a wyznaczony rozkład widma dla największego możliwego kanału dziurowego był w przybliżeniu równy 0,001 wartości widma wyznaczonego metodą MSA.

W pracy zaprezentowano również rzeczywiste wyniki dla materiału spełniającego powyższe kryteria. Przeanalizowano transport elektronowy dla przezroczystych w zakresie widzialnym i przewodzących warstw tlenku indowo-cynowego (ITO), będących łatwo przestrajalnym komponentem optoelektronicznym [4]. Zaraportowane wcześniej wyniki pomiaru magnetotransportu i wyznaczone widma procedurą MSA w cienkich warstwach ITO o różnych rezystancjach warstwowych wynoszących odpowiednio 10, 75 i 350 $\Omega/_{kw.}$ wykazały brak obecności kanałów typu dziurowego [5]. Jednokanałowy rozkład ruchliwości został stwierdzony w warstwach ITO, niezależnie od ich rezystywności bez dowodów na oddzielny wkład ze stanów powierzchniowych lub na granicy z podłożem. W tym raporcie rozbudowujemy dyskusję o szczegółowy rachunek niepewności wyznaczonych charakterystyk.

Podziękowania

Publikacja dofinansowana ze środków budżetu państwa w ramach programu Ministra Edukacji i Nauki pod nazwą „Polska Metrologia" nr projektu PM/SP/0036/2021/1 kwota dofinansowania 880 000,00 zł całkowita wartość projektu 880 000,00 zł. Publikacja została również dofinansowana przez Wojskową Akademię Techniczną w ramach projektu nr UGB 810/2023.

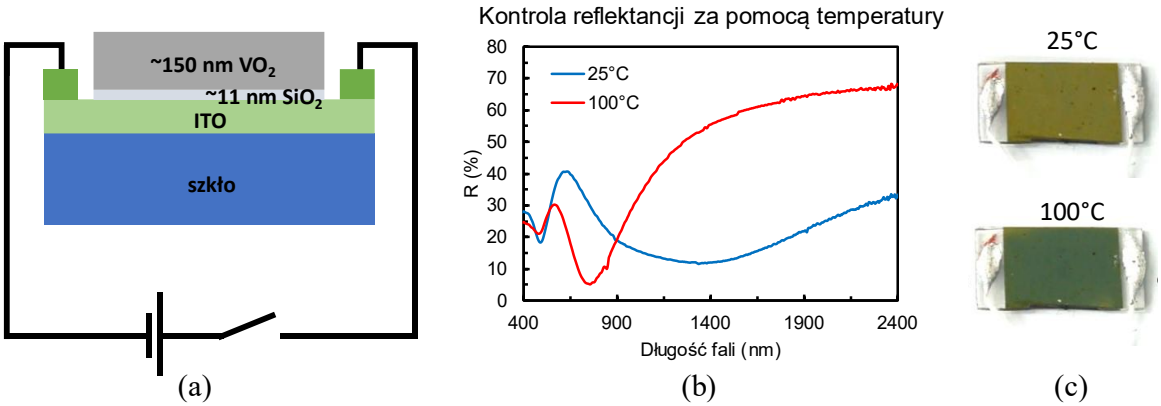
Literatura

1. W.A. Beck, J.R. Anderson, "Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique", Journal of Applied Physics, 62, 541-554 (1987).
2. Z. Dziuba, M. Gorska, Analysis of the Electrical-Conduction Using an Iterative Method, J Phys Iii, 2, 99-110 (1992).
3. J. Wróbel, S. Złotnik, J. Boguski, M. Kojdecki J. Wróbel, „Charakteryzacja wielokanałowego transportu nośników ładunku dla epitaksjalnych struktur półprzewodnikowych", Przegląd Elektrotechniczny, Sigma NOT, vol. 98, no. 9, pp. 230-232, (2022)
4. V. Caligiuri, A. Pianelli, M. Miscuglio, A. Patra, N. Maccaferri, R. Caputo, A. De Luca, "Near-and mid-infrared graphene-based photonic architectures for ultrafast and low-power electro-optical switching and ultra-high resolution imaging" ACS Appl. Nano Mater., 3, 12218, (2020).
5. S. Złotnik, A. Pianelli, J. Boguski, M.A. Kojdecki, P. Moszczyński, J. Parka, J. Wróbel, "Experimental Verification of Single-Type Electron Population in Indium Tin Oxide Layers," Phys. Status Solidi RRL, 16: 2200170 (2022).

Warstwy tlenku wanadu – potencjalny modulator amplitudy sygnału optycznego

M. P. Nowak[1], A. Pykacz[1], T. Stefaniuk[2], T. Wojciechowski[3], M. Jakubaszek[1], P. Wachulak[1], P. Nyga[1]
[1]*Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, Polska*
[2]*Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, ul. Ludwika Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*
[3]*Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, Aleja Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, Polska*
e-mail M. P. Nowak: michal.nowak@wat.edu.pl

Elementy optyczne, o transmisji czy odbiciu aktywnie sterowanym za pomocą zewnętrznych czynników takich jak np. prąd czy napięcie są niezwykle istotne dla zastosowań cywilnych i wojskowych. Mogą one służyć do modulacji sygnałów optycznych i umożliwiają np. optyczną transmisję danych w atmosferze. Obecnie stosowane modulatory są oparte na strukturach MEMS, półprzewodnikowych czy ciekłych kryształach [1]. Każda z metod ma pewne ograniczenia (np. temperaturowe dla struktur półprzewodnikowych oraz ciekłokrystalicznych, niewielki zakres dynamiczny dla struktur półprzewodnikowych [2], duże gabaryty (np. komórka Pockels'a lub komórka Kerra)). Często urządzenia działają w wąskim zakresie spektralnym [2]. W ostatnich latach pojawiły się prace naukowe na temat zastosowania w modulatorach optycznych ditlenku wanadu (VO_2), którego współczynnik załamania zmienia się z powodu przejścia fazowego dielektryk-metal pod wpływem zmiany temperatury [3]. Temperatura przejścia fazowego w VO_2 to około 68 °C. Czas przełączenia sygnału jest ograniczony grzaniem oraz chłodzeniem struktury. Najwyższe uzyskane częstotliwości modulacji są rzędu kilku kHz [4].



Rysunek 1. (a) Schemat struktury przełączanej elektrycznie poprzez oporowe grzanie warstwy ITO. (b) Reflektancja struktury w temperaturze 25 °C oraz w temperaturze 100 °C. (c) Zdjęcia próbki przedstawionej na schemacie (a) w temperaturze 25 °C oraz ogrzanej do 100 °C. Rozmiar próbek przedstawionych na zdjęciach 12 mm × 25 mm.

W pracy prezentujemy struktury złożone z ditlenku wanadu wytworzonego na komercyjnych podłożach niskooporowego tlenku indowo-cynowego (ITO, z ang. indum tin oxide) (rysunek 1a). Warstwy VO_2 uzyskaliśmy w procesie dwuetapowym. W pierwszym kroku osadziliśmy warstwy wanadu techniką fizycznego osadzania z fazy gazowej, przy użyciu wiązki elektronów. W drugim kroku próbki wygrzaliśmy w piecu w powietrzu w celu utlenienia warstwy wanadu. Poprzez oporowe grzanie warstwy ITO, uzyskaliśmy przełączanie sygnału odbitego (rysunek 1b) oraz transmitowanego przez strukturę. Kontrolując parametry procesu wytwarzania takie jak grubość osadzanej warstwy wanadu oraz czas i temperatura w jakiej wygrzewana jest próbka, możemy optymalizować stosunek sygnału dla stanu ciepłego i zimnego. Na rysunku 1b przedstawiliśmy zmierzone charakterystyki reflektancji próbki, której schemat przedstawia rysunek 1a. Proces wytwarzania był optymalizowany pod kątem uzyskania wysokiego stosunku wartości odbicia w stanie metalicznym do odbicia w stanie dielektrycznym dla długości fali 1,5 μm (wynosi on 4,5). Zmiany sygnału odbitego uzyskaliśmy zarówno dla zakresu bliskiej podczerwieni jak również widzialnego, co umożliwia aktywna kontrolę koloru (rysunek 1c).

Praca została dofinansowana przez Wojskową Akademię Techniczną w ramach projektu nr UGB/22-725/IOE/2022.

Literatura

1. K. Liu, Ch. R. Ye, S. Khan, V. J. Sorger, "Review and perspective on ultrafast wavelength-size electro-optic modulators," Laser Photonics Rev, vol. 9, no. 2, pp. 172–194, 2015.
2. W. Rabinovich et al., "InGaAs multiple quantum well modulating retro-reflector for free-space optical communications," Proc. SPIE 4489, Free-Space Laser Communication and Laser Imaging, Jan. 2002.
3. A. M. Morsy et al., "Experimental demonstration of dynamic thermal regulation using vanadium dioxide thin films," Sci. Reports 2020 101, vol. 10, no. 1, pp. 1–10, Aug. 2020.
4. N. A. Butakov et al., "Broadband Electrically Tunable Dielectric Resonators Using Metal-Insulator Transitions," ACS Photonics, vol. 5, no. 10, pp. 4056–4060, Oct. 2018.

Zgłoszenie na Polską Konferencję Optyczną 2023
Metody spektroskopowe w badaniach postaci leków

A. B. Nowicka[1], M. Szybowicz[1], T. Banaszek[1], R. Wichniarek[2], W. Kuczko[2], D. Tomczak[3], M. Wojtyłko[4], A. Froelich[4], B. Jadach[4], T. Osmałek[4]

[1] Politechnika Poznańska, Wydział Inżynierii Materiałowej i Fizyki Technicznej, Instytut Badań Materiałowych i Inżynierii Kwantowej, ul. Piotrowo 3, 60-965 Poznań
[2]Politechnika Poznańska, Wydział Inżynierii Mechanicznej, Instytut Technologii Materiałów, ul. Piotrowo 3, 60-965 Poznań,
[3]Politechnika Poznańska, Wydział Technologii Chemicznej, Instytut Technologii i Inżynierii Chemicznej, ul. Berdychowo 4, 60-965 Poznań,
[4]Uniwersytet Medyczny im. Karola Marcinkowskiego, Wydział Farmaceutyczny, Katedra i Zakład Technologii Postaci Leku, ul. Grunwaldzka 6, 60-780 Poznań
e-mail: ariadna.nowicka@put.poznan.pl

Streszczenie

Według WHO, jednym z najczęstszych zaburzeń psychicznych na świecie jest depresja, na którą choruje ok. 280 mln osób [1]. Agomelatyna (N-[2-(7-metoksynafty-1-yl)etyl]acetamid) oddziałująca na receptory melatoninowe i serotoninowe, należy do stosunkowo nowej grupy leków przeciwdepresyjnych, dopuszczony do użytku klinicznego w Unii Europejskiej w 2009 roku. Jej biodostępność po podaniu ustnym jest stosunkowo niska i wynosi ok. 5% [2]. Rozwiązaniem tego problemu może być podanie przezskórne leku w postaci, między innymi żelu, a w przyszłości wykorzystaniem metod druk 3D do wytworzenia nowych form postaci leków jako mikroigieł wytwarzanych przyrostowo. Dzięki zastosowaniu tej technologii możliwe jest przygotowywanie i wytwarzanie nowych postaci leków, implantów oraz protez spersonalizowanych indywidualnie pod pacjenta [3] co wpisuje się w coraz powszechniejszą medycynę personalizowaną. Spektroskopia Ramana, jako optyczna metoda spektroskopowa, bazująca na odziaływaniu światła z materią, analizująca oscylacje molekularne, jest techniką analityczną coraz częściej stosowaną w przemyśle farmaceutycznym, m.in. do identyfikacji substancji czynnych, substancji pomocniczych, identyfikacji form polimorficznych, czy jego rozmieszczenia w formie końcowej leku [4]. Ze względu na wysoką czułość, brak specjalnej preparatyki badanego materiału oraz nieniszczący charakter jest metodą bardziej uniwersalną niż inne techniki spektroskopowe, w tym techniki spektroskopii optycznej.

Głównym celem badań przedstawionych w niniejszej pracy była charakterystyka spektroskopowa agomelatyny i żywicy do druku 3D wykonana w różnych zakresach temperatur oraz w różnych formach postaci leku m.in. zolu, żelu czy leku otrzymanego za pomocą wytwarzania przyrostowego metodą DLP (z ang. Digital Light Processing) w postaci mikroigieł. Zastosowana spektroskopia Ramana pozwoliła na określenie formy polimorficznej agomelatyny we wszystkich badanych formach postaci leku oraz jej dystrybucję w wydrukowanej formie stałej postaci leku.

Źródło finansowania

Badania zostały wykonane w ramach projektu Narodowego Centrum Nauki Sonata Bis UMO 2021/42/E/NZ7/00125.

Literatura

1. https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/depression (Dostęp: 12.04.2023)
2. J. Lewandowski, “Agomelatyna — oryginalny lek przeciwdepresyjny”, Psychiatria, **9**(1), 11-20 (2012)
3. E. B. Souto, J. C. Campos, “3D printing in the design of pharmaceutical dosage forms”, Pharmaceutical development and technology, **24.8**, 1044-1053 (2019).
4. A. Paudel, D. Raijada, J. Rantanen, ”Raman spectroscopy in pharmaceutical product design”, Advanced Drug Delivery Reviews, **89**, 3-20 (2015)|.

Obliczenia *ab initio* zderzeniowego zaburzenia widma halogenowodoru

A. Olejnik[1], **H. Jóźwiak**[1], **M. Gancewski**[1], **E. Quintas-Sánchez**[2], **R. Dawes**[2], **P. Wcisło**[1]

[1]*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, Polska*

[2]*Department of Chemistry, Missouri University of Science and Technology, Rolla, Missouri 65409-0010, USA*

308023@stud.umk.pl

Dokładna znajomość parametrów spektroskopowych halogenowodorów jest niezwykle istotna w ilościowej analizie atmosfery Ziemi. Niektóre halogenowodory, jak HF i HCl, wpływają pośrednio na proces zubożenia warstwy ozonowej [1]. Monitorowanie ich obecności w stratosferze może pomóc w charakteryzacji rozkładu ozonu i kontrolowaniu stanu warstwy ozonowej. HF i HCl stanowią również składniki gazów wulkanicznych [2]. Zderzenia z cząsteczką O_2 – drugą najliczniej występującą cząsteczką atmosferyczną Ziemi – zaburzają kształt linii spektralnych innych cząsteczek, w tym halogenowodorów [3], utrudniając interpretację obserwacji atmosferycznych.

Podczas prezentacji przedstawione zostaną wyniki pierwszych w pełni kwantowych obliczeń rozproszeniowych dla linii R(0) w cząsteczkach halogenowodorów. Obliczenia wykonane są z użyciem nowych, czterowymiarowych powierzchni energii potencjalnej dla układów HF-O_2 i HCl-O_2. Obliczenia parametrów spektroskopowych przeprowadzono korzystając z autorskiego pakietu obliczeniowego BIGOS, opracowanego w naszej grupie. Uzyskane z obliczeń macierze rozpraszania (macierze S) są wykorzystane do wyznaczenia spektroskopowych przekrojów czynnych [4], które określają zderzeniowe poszerzenie i przesunięcie linii widmowej. Wyniki teoretyczne wykazują dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi [5–8].

Literatura

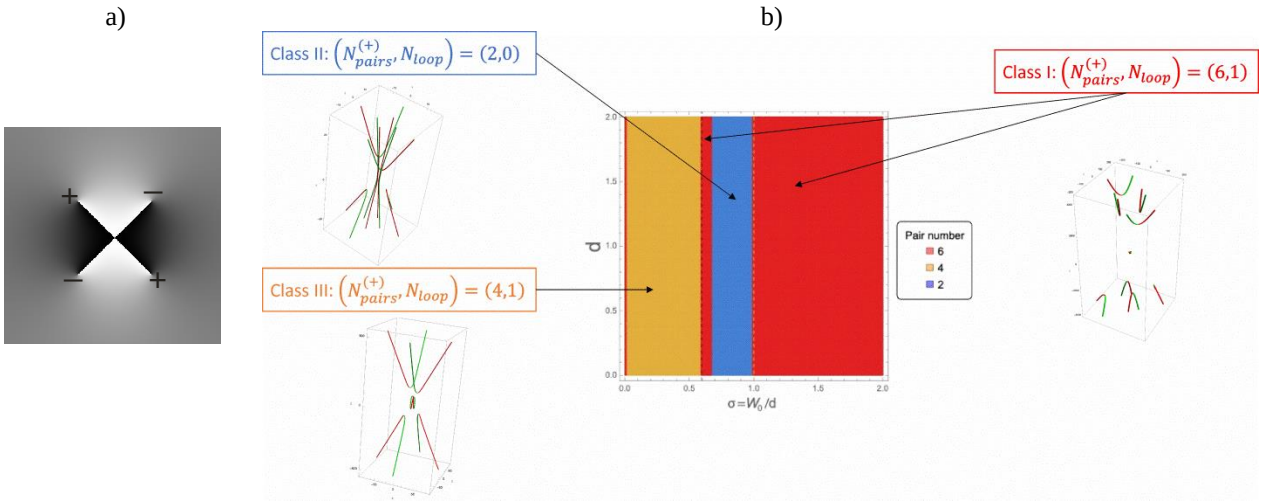
1. United Nations. *Vienna convention for the protection of the ozone layer*. In: United Nations TS, editor. Vienna, 293 (1985).
2. W. Stremme, I. Ortega, C. Siebe and M. Grutter, *Gas composition of Popocatépetl Volcano between 2007 and 2008: FTIR spectroscopic measurements of an explosive event and during quiescent degassing*, Earth Planet Sci. Lett. **301**, 502–510 (2011).
3. J. M. Hartmann, C. Boulet and D. Robert, *Collisional Effects on Molecular Spectra Elsevier*, Amsterdam (2021).
4. L. Monchick and L. W. Hunter, J. Chem. Phys. **85**, 713 (1986).
5. B. J. Drouin, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **83**, 321 (2004).
6. I. Morino and K. M. T. Yamada, J. Mol. Spectrosc. **233**, 77 (2005).
7. L. Zu, P. A. Hamilton, K. V. Chance and P. B. Davies, J. Mol. Spectrosc. **220**, 107 (2003).
8. J. P. Houdeau, M. Larvor and C. Haeusler, Can. J. Phys. **58**, 318 (1980).

Propagacja kwadrupola wirów fazowych wpisanych w wiązkę Gaussowską

Albert Ferrando[1], Agnieszka Popiołek-Masajada[2] , Jan Masajada[2], Raman Markevich[2]

[1]Department d'Optica, Universitat de València, Dr. Moliner, 50, E-46100 Burjassot (València), Spain
[2]Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, Polska

Wiązki gaussowskie z wbudowaną wewnętrzną strukturą fazową stanowią ważną część współczesnej optyki. Szczególnym przypadkiem takiej struktury jest wiązka ze spiralnym frontem falowym, w której wyróżnić można charakterystyczny punkt nieciągłości fazowej. W punkcie tym faza jest nieokreślona i amplituda wynosi zero. Podczas propagacji takiej wiązki punkt nieciągłości tworzy charakterystyczną trajektorię nazywaną ciemnym promieniem [1]. Gdy w wiązkę wpisze się wiele wirów, to ich trajektorie tworzą skomplikowany układ ścieżek. Pary wirów o przeciwnych znakach oddziałują ze sobą jak kwazicząstki: anihilują, powstają nowe pary formując w przestrzeni pętle o różnych kształtach [2-5]. W pracy rozważaliśmy układ kwadrupola wirów (pary wirów o przeciwnych znakach), o rozkładzie fazy przedstawionym na rys. 1a, który został wpisany w wiązkę gaussowską. Analizowaliśmy jego propagację w wolnej przestrzeni. Pokazaliśmy, że anihilacja i tworzenie się nowych par może być kontrolowane przy pomocy jednego parametru σ, będącego stosunkiem rozmiaru kwadrupola do rozmiaru wiązki gaussowskiej. Pokazaliśmy, że można wyróżnić trzy różne klasy ciemnych promieni, w zależności od ilości anihilowanych i tworzonych par wirów (rys. 1b). Pokazaliśmy, że klasy te są strukturalnie stabilne, co umożliwiło eksperymentalne wyznaczenie trajektorii wirów i potwierdzenie wyliczeń teoretycznych.



Rysunek 1. a) Mapa fazowa kwadrupola wirów, b) trzy różne klasy ciemnych promieni określone poprzez pojedynczy parametr σ, określające ilość anihilowanych i nowo utworzonych par wirów, oraz zakres parametrów dla których trajektorie mieszczą się w danej klasie

Literatura

1. A. Ferrando, "Discrete-gauss states and the generation of focusing dark beams," Phys. Rev. A, 90(2), 023844 (2014).
2. M. J. Padgett , K. O'Holleran , R. P. King and M. R. Dennis, "Knotted and tangled threads of darkness in light beams," Contemporary Physics 52(4) , 265-279 (2011).
3. J. Zhong, S. Liu, X. Guo, P. Li, B. Wei, L. Han, S. Qi and J. Zhao, "Observation of optical vortex knots and links associated with topological charge," Opt. Express 29(23), 38849- 38857 (2021).
4. A. Bekshaev, A. Chernykh, A. Khoroshun, J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, and A. Ryazantsev, "Controllable singular skeleton formation by means of the Kummer optical-vortex diffraction at a rectilinear phase step," J. Opt. 23(3), 034002 (2021).
5. F. S.Roux "Dynamical behavior of optical vortices," J. Opt. Soc. Am. B 12 1215–21 (1995).

Między optyką a chemią – spektroskopowa analiza reakcji homosprzęgania

P. Rajchel-Mieldzioć[1], **P. Fita**[1]

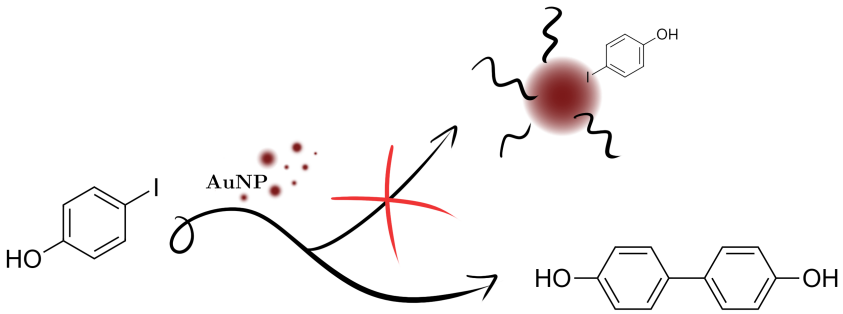
[1] *Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Instytut Fizyki Doświadczalnej, ul. Pasteura 5, 02-093 Warszawa, Polska*

paulina.rajchel-mieldzioc@fuw.edu.pl

Poszukiwanie i analiza właściwości fotofizycznych nowych materiałów są niezwykle istotne ze względu na różnorodność zastosowań układów fotoaktywnych, w szczególności materiałów złożonych charakteryzujących się długimi czasami życia fotoluminescencji i większą fotostabilnością niż proste układy czysto organiczne. Oprócz swoistej wartości badań podstawowych nad właściwościami emisyjnymi układów fotoaktywnych, należy pamiętać, iż materiały te odgrywają decydującą rolę w rozwoju szerokiej gamy gałęzi techniki i nauk medycznych. W toku poszukiwań coraz to nowszych materiałów należy jednak dogłębnie rozważyć wszelkie możliwe procesy zachodzące w układzie.

W pracy Maity'ego *et al.* [1] opisano eksperyment dotyczący zjawiska luminescencji wzmocnionej metalem (*ang.* metal-enhanced luminescence). Stwierdzono, iż rzeczone zjawisko można zaobserwować przy chemisorpcji jodków aryli na nanocząstkach złota (AuNP), a prawdopodobnym mechanizm opiera się na formacji ekscymerów otrzymanych adduktów. W ramach naszej pracy, w celu analizy obiecujących doniesień literaturowych, wykonano stacjonarne pomiary fluorescencji poszczególnych próbek, jak i analizowano czasy życia stanów wzbudzonych techniką skorelowanego w czasie zliczania fotonów (TCSPC, Time-Correlated Single Photon Counting).

Dzięki dogłębnej analizie przeprowadzonej metodami optycznymi wykazano, iż w wyniku prostego zmieszania jodków aryli z nanocząstkami złota zachodzi w rzeczywistości reakcja homosprzęgania pierścieni aromatycznych (Fig. 1) – gdzie obserwowane widma emisji powstających produktów zostały wcześniej w literaturze [1] błędnie przypisane powstawaniu ekscymerów jodków arylowych na AuNP. Warunki przeprowadzenia reakcji są nadzwyczaj łagodne, co stanowi zalążek nowego rozdziału w pracach nad udoskonaleniem reakcji homosprzęgania Ullmanna.



Rys. 1. Schemat zachodzącej w badanym układzie reakcji homosprzęgania

Literatura

1. P. Maity, K. Sasai, R. N. Dhital, H. Sakai, T. Hasobe and H. Sakurai, *Excimer Formation of Aryl Iodides Chemisorbed on Gold Nanoparticles for the Significant Enhancement of Photoluminescence*, J. Phys. Chem. Lett **11**, 1199-1203 (2020).

P39, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Analiza dynamiki akomodacji soczewki ludzkiej z wykorzystaniem informacji fazowej OCT

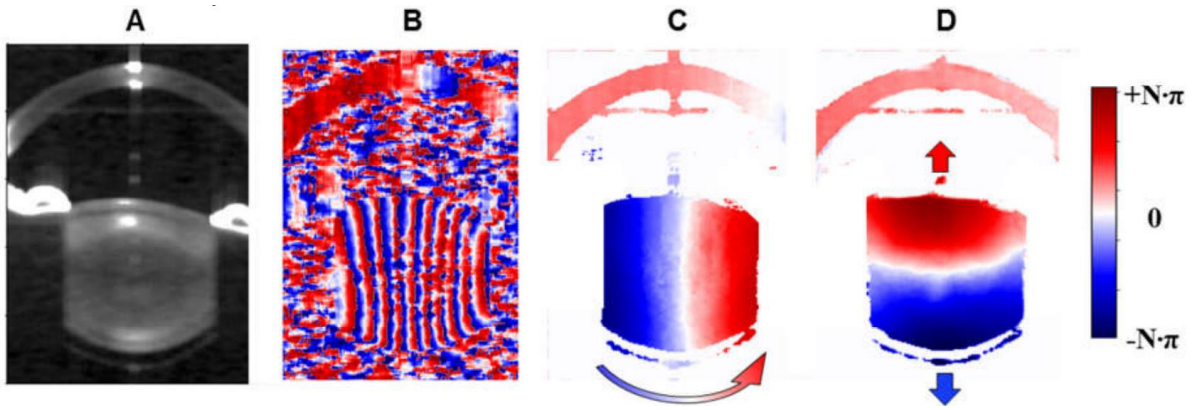
Daniel Rumiński

Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, ul. Grudziądzka 5/7 87-100 Toruń,
drdr@fizyka.umk.pl

Wprowadzenie: Soczewka ludzka jest kluczowym elementem w procesie widzenia. Składa się ona z komórek o długich włóknach, tworzących krystaliczną, biomechaniczną strukturę. Aby spełniała swoją rolę, musi być przeźroczysta i dostarczać mocy skupiającej. Zdolność ogniskowania ludzkiego oka zapewniana jest głównie przez rogówkę, a w mniejszym stopniu przez soczewkę krystaliczną. Soczewka ma jednak możliwość zmiany swojego kształtu i zapewnia precyzyjną regulację ostrości podczas procesu akomodacji. Rogówka i cała gałka oczna są stosunkowo sztywnymi strukturami. Podczas akomodacji to w soczewce zachodzą subtelne zmiany: staje się ona grubsza poprzez zwiększenie swojej krzywizny oraz całościowo przesuwa się ona w kierunku rogówki. Dotychczasowe metody umożliwiające badanie procesu akomodacji to USG, MRI, OCT, lampa szczelinowa, refraktometria i inne. W niniejszej pracy skupiliśmy się na metodzie OCT. Konwencjonalne badanie OCT akomodacji polega na śledzeniu grubości / krzywizn soczewki na podstawie obrazu strukturalnego. Podczas prezentacji pokażemy obrazowanie soczewki z wykorzystaniem tomografii SS-OCT (Swept-Source OCT), która umożliwia śledzenie fazy sygnału OCT podczas jej zmian w procesie akomodacji. Przedstawiona metoda umożliwia śledzenie ruchów soczewki takich jak drganie, zgrubianie się oraz wszelkie wewnętrzne odkształcenia podczas akomodacji.

Metoda: Obrazowanie soczewki krystalicznej przeprowadzono przy użyciu systemu SS-OCT z centralną długością fali 1050 nm. Akomodacja kontrolowana była za pomocą wbudowanego systemu Badala. Obrazowanie SS-OCT przeprowadzono było na 3 zdrowych ochotnikach. Kolejne skany uzyskano przy użyciu powyższego protokołu w celu uchwycenia dynamicznych zmian podczas procesu akomodacji. Po akwizycji przeprowadzono analizę danych zespolonych.

Wyniki: Uzyskano tomogramy OCT obejmujące głębokość całego przedniego odcinka oka podczas jego dynamicznych zmian w trakcie akomodacji. Rysunek 1 przedstawia wyniki analizowanej amplitudy i fazy. Kolor czerwony odpowiada ruchowi osiowemu w kierunku układu obrazującego (w górę), niebieski – ruch przeciwny (w dół), biały – brak składowej przesunięcia osiowego. Obraz reprezentuje lekki obrót soczewki w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara zgodnie ze schematycznie przedstawioną strzałką. Zmiany soczewki związane z akomodacją przedstawiają czerwona i niebieska strzałka. Największa deformacja występuje na przednim i tylnym wierzchołku soczewki.



Rysunek 1. Analiza przekrojowa amplitudy (A) i fazy (B:D). A) Obraz przekroju strukturalnego (przykładowy skan) przedniego odcinka oka ludzkiego. B) Tomogram prezentujący różnice faz. C) Obraz ukazujący oscylacyjny charakter ruchu soczewki. D) Obraz ukazujący osiowe przesunięcia soczewki.

Podsumowanie: Dalekozasięgowe obrazowanie z wykorzystaniem SS-OCT umożliwia wizualizację in vivo mikro zmian w soczewce podczas akomodacji. Dostęp do danych objętościowych pozwala na kompleksową charakterystykę dynamiki ruchu, co może być użytecznym narzędziem diagnostycznym do optycznej oceny soczewki w badaniu starczowzroczności.

Praca naukowa finansowana ze środków Narodowego Centrum Nauki (2020/39/D/NZ5/03583).

Dokładna obrazowa i konwencjonalna polarymetria

Mykola Shopa[1], Nazar Ftomyn[2], Yaroslav Shopa[3]
[1]*Instytut Fizyki i Informatyki Stosowanej, Politechnika Gdańska, ul. G. Narutowicza 11/12, 80-233 Gdańsk*
[2]*Wydział Fizyki, Lwowski Uniwersytet Narodowy Iwana Franki, ul. Cyryla i Metodego 8, 79005 Lwów, Ukraina*
[3]*Wydział Matematyczno-Przyrodniczy, Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie, ul. Wóycickiego 1/3, 01-938 Warszawa*
e-mail Autora: mykola.shopa@pg.edu.pl

1. Treść zgłoszenia

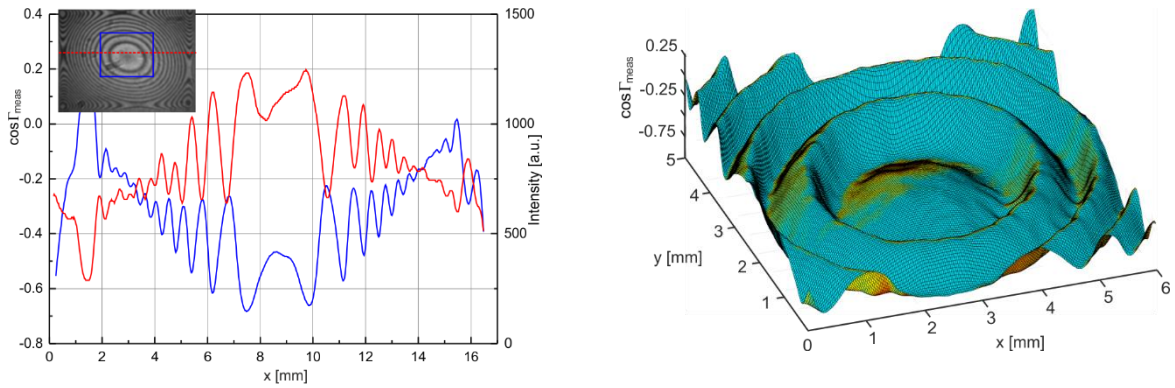
Informacja na temat przestrzennego rozkładu polaryzacji światła jest kluczowa dla wielu zagadnień, od badań biologicznych do obserwacji kosmosu. Tworzenie dwuwymiarowych map stanu polaryzacji światła odgrywa ważną rolę w parametryzacji elementów optycznych czy urządzeń optoelektronicznych, w badaniach naprężeń mechanicznych w ciałach przezroczystych itd. Prezentujemy polarymetr obrazowy, oparty o zasady dokładnej polarymetrii, tzn. pomiar małych zmian stanu polaryzacji wiązki światła, która przechodzi przez układ polaryzator-próbka-analizator (PSA – polarizer-sample-analyzer). Kąt obrotu polaryzatorów nie przekracza kilku stopni w odniesieniu do minimum natężenia światła przechodzącego. Pozwala to na bardzo dokładne pomiary natężenia, biorąc pod uwagę ograniczenia detektorów swiatła przy pracy z dużym zakresem zmienności natężenia światła.

Zastosowanie kamer cyfrowych do dokładnego pomiaru parametrów światła pozwala na charakteryzację polaryzatorów, na przykład, na wyznaczenie rozkładu ich współczynnika ekstynkcji i osi transmisji. Przetwarzanie obrazów, uzyskanych dla różnych ustawień układu polaryzator-próbka-analizator, umożliwia zbudowanie 2D rozkładu przesunięcia fazowego w płytkach fazowych.

Otrzymane dane dla niobanu litu i ditlenku krzemu [1], pokazują znaczące możliwości obrazowego polarymetru dla rejestracji wielokrotnego odbicia światła w płytkach dwójłomnych, co pozwala na ilościową ocenę ich niejednorodności. Zaletą naszej metody jest brak konieczności użycia dodatkowych elementów modyfikujących fazę światła, które przyczyniają się do niepewności pomiarowych.

Innym potencjalnym zastosowaniem polarymetrii obrazowej jest pomiar aktywności optycznej (AO). Ogólnie, AO powoduje zniekształcenie frontu falowego, który propaguje się w dwójłomnym krysztale. Te zmiany należy uwzględniać, przy wyznaczeniu kierunku dopasowania fazowego do generacji drugiej harmonicznej. Zazwyczaj one są bardzo małe, ale nie można tego stwierdzić dla wszystkich przypadków.

Dane na temat AO nieliniowych kryształów są ważne dla tworzenia urządzeń optycznych, szczególnie dla obliczeń liniowego efektu elektrooptycznego w obecności eliptycznej polaryzacji fal własnych. Dla triboranu litu [2] eliptyczność fal własnych rośnie w kierunkach bliskich do osi optycznych i zniekształcenie wiązki przez AO może być zauważalne. Kiedy wiązka nie propaguje się wzdłuż osi optycznej, nie można też pomijać, na przykład, wzajemnego oddziaływania AO i zjawiska elektrooptycznego.



Rysunek 1. Po lewej: przestrzenny rozkład mierzonej wielkości $\cos\Gamma_{meas}$ (niebieski), gdzie Γ_{meas} – różnica faz, i natężenie światła przechodzącego (czerwony) wzdłuż wiersza pikseli dla próbki niobanu litu $LiNbO_3$. W górnym lewym rogu – jedno z ponad 100 zdjęć kryształu w układzie PSA. Po prawej: mapa 3D $\cos\Gamma_{meas}$ dla centralnej części kryształu niobanu litu.

Literatura

1. M. Shopa, S. Kobyakov, Y. Shopa, "Imaging polarimeter with high-accuracy measuring principles in crystal optics" Opto-Electronics Review: e141948-e141948, (2022).
2. M. Shopa, N. Ftomyn, Y. Shopa, "Optical rotation in the lithium triborate nonlinear crystal" J. Appl. Cryst. **56**: 432-438, (2023).

P41, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

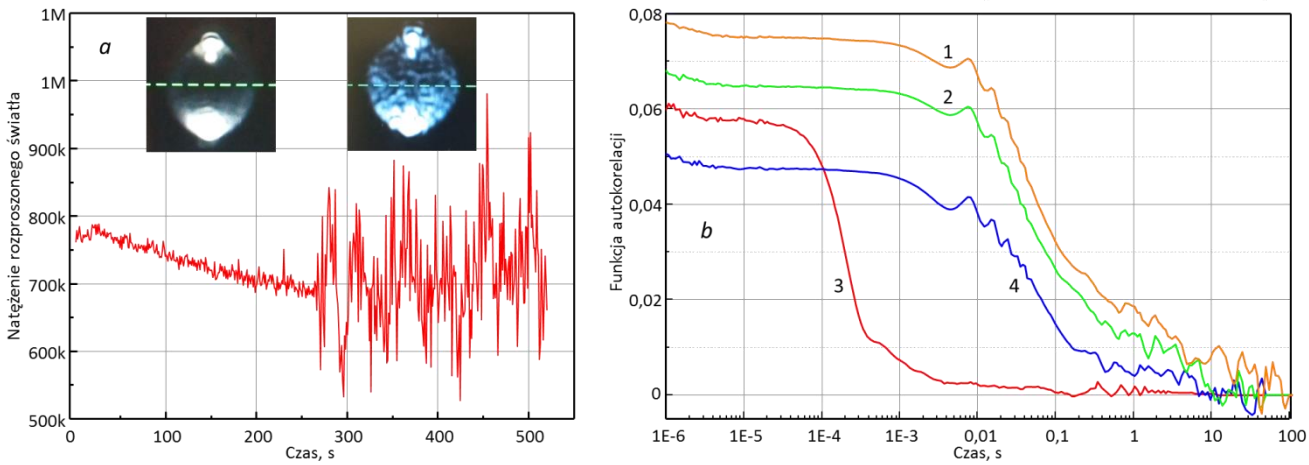
Badanie parujących mikro-kropel zawiesiny za pomocą submikronowych cząstek luminescencyjnych i rozpraszania światła

Y. Shopa[1], D. Jakubczyk[2], G. Derkachov[2], M. Kolwas[2], I. Kamińska[2], T. Wojciechowski[2]
[1]*Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Uniwersytetu Kardynała Stefana Wyszyńskiego w Warszawie, ul. Dewajtis 5, 01-815 Warszawa, Polska*
[2]*Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, Polska*
i.shopa@uksw.edu.pl

Badano wolno parujące, naładowane mikro-krople zawiesiny cząstek luminescencyjnych Gd_2O_3: 1% Nd^{3+}, w glikolu tetraetylenowym, w liniowej elektrodynamicznej pułapce kwadrupolowej (LEPK). Submikronowe (pochłaniające światło) cząstki luminescencyjne (CL) wykorzystano jako sondy do obserwacji ewolucji powierzchniowej i wewnętrznej struktury mikro-kropel. W przedstawionych eksperymentach mikro-krople o średnicach od 50 do 150 µm wytwarzano z przygotowanej zawiesiny o stężeniach od 1 do 50 mg/ml i utrzymywano w LEPK przez kilka godzin przy 30% wilgotności względnej. Użyto CL o dwóch średnicach: 460 nm i 890 nm.

Lewitującą mikro-kroplę oświetlano wzdłuż osi LEPK dwiema prostopadle spolaryzowanymi wiązkami laserowymi: o długości fali 805 nm (IR, 1,6 W CW) – przede wszystkim do wzbudzenia luminescencji CL, oraz 661 nm (50 mW CW) – do pomiarów rozpraszania światła. Ponadto, podświetlenie czerwoną diodą LED o mocy 1 W było wykorzystywano do stabilizacji pionowego położenia mikro-kropli, obserwowanej za pomocą kamery cyfrowej i mikroskopu o dużym powiększeniu, z rozdzielczością ~1,0 µm/piksel.

Do optycznego sondowania wnętrza mikro-kropli wykorzystywano luminescencję jonów Nd^{3+} na 6ciu blisko położonych liniach widmowych: 879, 892, 894, 911, 927 i 942 nm. W ewolucji sygnału rozpraszaniu i widma luminescencji zaobserwowano szereg zjawisk związanych z oddziaływaniem modów pola wnęki sferycznej (mikro-kropli) z tworzącą się regularną strukturą CL: (i) bardzo znaczący wzrost głębokości modulacji sygnału (któremu towarzyszy zwężenie maksimów) – obserwowany zarówno w luminescencji jak i rozpraszaniu, (ii) gwałtowne zmiany stosunku sygnałów luminescencji i rozpraszania, oraz (iii) bistabilność sygnału luminescencji [1].



Rysunek 1. Natężenie światła rozproszonego w funkcji czasu (po lewej). We wstawkach pokazano obrazy mikro-kropli o średnicy ~70 µm widziane przez mikroskop toru stabilizacji. Funkcje autokorelacji natężenia światła rozproszonego (po prawej) z wyłączonym (1,2) oraz wyłączonym (3,4) laserem IR.

Za pomocą licznika fotonów sprzężonego z korelatorem (układ pomiarowy zbliżony do stosowanego w [2]) przeprowadzono pomiary natężenia światła rozproszonego na mikro-kropli w funkcji czasu i uzyskano funkcje autokorelacji przy włączonym oraz wyłączonym laserze IR (Rysunek 1b). Mierzono rozpraszanie światła o długości fali 661 nm, pod kątem prostym do kierunku padającej wiązki laserowej (Rysunek 1a). Zauważono, że przy stosunkowo dużej (~50 W/mm^2) gęstości mocy wiązki IR, absorbujące CL (na Rysunku 1: ∅ 460 nm, stężenie 5 mg/ml) wirują we wnętrzu mikro-kropli z czasem charakterystycznym ~$3 \cdot 10^{-4}$ s. Przejście do stanu niezakłóconej zawiesiny jest gwałtowne, po czym czasy charakterystyczne wynoszą > 0,1 s, a fluktuacje natężenia światła rozproszonego wyraźnie rosną (t > 270 s na Rysunek 1a). Analogiczne efekty obserwowano dla CL o średnicy 890 nm. Wraz z upływem czasu, mimo tylko niewielkiej zmiany rozmiaru mikro-kropli, jej struktura – przede wszystkim powierzchniowa – staje się sztywniejsza, i wzbudzenie wiru CL wymaga większej gęstości mocy wiązki, a w końcu staje się niemożliwe.

Literatura

1. Y. Shopa, M. Kolwas, I. Kamińska, G. Derkachov, K. Nyandey, T. Jakubczyk, T. Wojciechowski, A. Derkachowa, D. Jakubczyk, „Luminescent nanoparticles in a shrinking spherical cavity–probing the evaporating microdroplets of colloidal suspension–optical lattices and structural transitions," JQSRT, 108439, (2022).
2. G. Derkachov, D. Jakubczyk, K. Kolwas, K. Piekarski, Y. Shopa, M. Woźniak, „Dynamic light scattering investigation of single levitated micrometre-sized droplets containing spherical nanoparticles," Measurement, **158**, 107681, (2020).

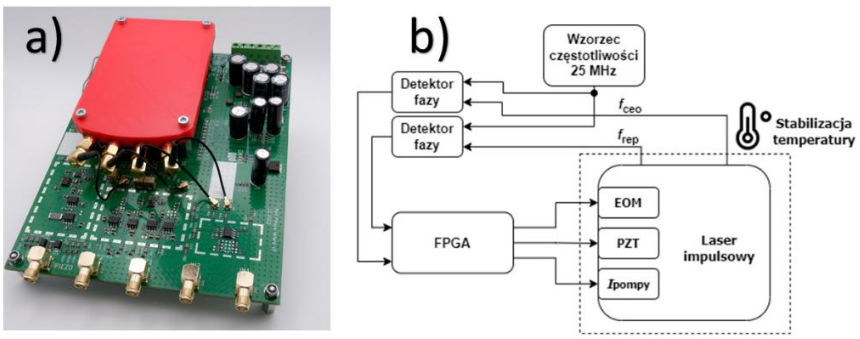
Uniwersalna platforma FPGA do stabilizacji laserów z pasywną synchronizacją modów

P. Sikora, A. Głuszek, A. Hudzikowski, J. Sotor
Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
patryk.sikora@pwr.edu.pl

Abstrakt: Prezentujemy uniwersalny kontroler stabilizacji wyposażony w trzy konfigurowalne regulatory PID. Do realizacji pętli stabilizacji wykorzystano popularną platformę FPGA o nazwie Red Pitaya. Gotowy moduł FPGA został rozbudowany o autorski tor analogowy cechujący się niskim poziomem szumów własnych. Skonstruowaną platformę następnie wykorzystano do realizacji pętli stabilizacji opartej o erbowy laser światłowodowy z pasywną synchronizacją modów. Przeprowadzono eksperymentalną analizę porównawczą jakości stabilizacji pomiędzy analogowym i cyfrowym regulatorem PID. © 2023 Autor/Autorzy

Lasery impulsowe wykorzystują efekt akumulacji energii światła w krótkich odcinkach czasu, takie źródła promieniowania cechują się generowaniem krótkich impulsów o wysokiej mocy szczytowej co czyni je szczególnie atrakcyjnymi dla przemysłu, gdzie są wykorzystywane do obróbki czy modyfikacji materiałów. Wykorzystanie oddziaływania impulsów o wysokiej mocy szczytowej z materiałami nieliniowymi (kryształy, światłowody) pozwala na konwersję spektralną impulsów z typowych dla laserów światłowodowych zakresów spektralnych 1030 i 1550 nm w inne zakresy spektralne [1], co sprawia, że z ich wykorzystaniem można prowadzić precyzyjne pomiary spektroskopowe.

Lasery z synchronizacją modów głównie są opisywane za pomocą dwóch parametrów: częstotliwości repetycji (f_{rep}) oraz częstotliwości obwiednia nośna (f_{ceo}). Wykorzystanie laserów z synchronizacją modów w precyzyjnej spektroskopii czy systemach transferu czasu i częstotliwości wymaga dodatkowo kontroli i stabilizacji obu tych parametrów [2]. Wykorzystana platforma Red Pitaya posiada 2 przetworniki analogowo-cyfrowe i 2 cyfrowo-analogowe o rozdzielczości 14 bitów, wszystkie o częstotliwości próbkowania 125 Ms/s. Ze względu na niski zakres napięć ($\pm$1 V) oraz konieczność kontroli dodatkowego aktuatora, skonstruowano przystawkę (Rys. 1a.) rozszerzającą zakres napięć wyjściowych do $\pm$10V, która została wyposażona w trzecie wyjście analogowe. Platforma o wymiarach 164x126mm pozwala na realizację kompletnej stablilizacji optycznego grzebienia częstotliwości. Podczas realizacji pętli stabilizacji aktuatory często muszą pracować na pewnym napięciu bias a sama amplituda sygnału sterującego jest stosunkowo niewielka. W celu maksymalizacji zakresu dynamicznego przetwornika, wyjścia wyposażono w układ do wstępnego ustawienia napięcia offsetu. Do celów porównawczych zbudowano pętlę stabilizacji bazującą na erbowym laserze światłowodowym pracującym w zakresie 1560 nm. Do kontroli f_{rep} wykorzystano modulator EOM (szybki aktuator) oraz modulator PTZ do korekcji długoterminowej. W celu stabilizacji f_{ceo} wykorzystano modulację prądu diody lasera pompującego sterowanego z źródła prądowego o niskim szumie. Sam rezonator został umieszczony na termicznie stabilizowanej płycie w celu zniwelowania wpływu zmian temperatury na parametry pracy lasera. Rysunek 1b. przedstawia schemat blokowy pętli stabilizacji. Jakość stabilizacji autorskiego regulatora PID została następnie porównana z komercyjnie dostępnymi analogowymi regulatorami PID.



Rys. 1. a), Zdjęcie Modułu FPGA wraz z autorskim torem analogowym, b) Konfiguracja pętli stabilizacji częstotliwości f_{rep} i f_{ceo} lasera erbowego

[1] P. Valentin, "Frequency down-conversion of solid-state laser sources to the mid-infrared spectral range using non-oxide nonlinear crystals". Progress in Quantum Electronics. 42. (2015).

[2] A. Ishizawa, K. Hitomi, K. Hara, K. Hitachi, T. Nishikawa, T. Sogawa, and H. Gotoh, "Simple method for stabilizing an optical frequency comb to an optical reference without an RF signal generator," OSA Continuum 2, 1706-1712 (2019)

Kriogeniczny układ spektroskopowy do badań fizyki fundamentalnej z absolutną referencją częstotliwości

K. Stankiewicz, M. Słowiński, K. Sołtys, M. Makowski, B. Bednarski, P. Masłowski, S. Wójtewicz, D. Lisak, M. Piwiński, P. Wcisło[1]

[1]Instytut Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń, Polska
e-mail Autora: kamilstankiewicz@doktorant.umk.pl

Spektroskopia molekularna, dzięki niesamowitym dokładnościom obliczeń teoretycznych częstotliwości przejść molekularnych oraz stale rosnącym możliwościom eksperymentalnym stanowi, obok wysokoenergetycznych eksperymentów w dziedzinie cząstek elementarnych, metodę badania fizyki fundamentalnej, przy wykorzystaniu znacznie mniejszych nakładów finansowych i ludzkich. Dotychczasowe badania pokazały, że spektroskopia molekularna wykazuje potencjał do testowania znanych oddziaływań fundamentalnych: oddziaływań elektromagnetycznych [1] czy oddziaływań jądrowych słabych [2]; ale również umożliwia badanie całkiem nowych hipotez teoretycznych rozszerzających Model Standardowy [3].

Ze względu na swoją prostotę szczególne miejce w tego typu badaniach zajmuje molekuła wodoru. Z powodu stosunkowo prostej struktury molekuły wodoru możliwe jest uwzględnienie dla niej poprawek relatywistycznych i poprawek wynikających z elektrodynamiki kwantowej z dokładnością do bardzo wysokich rzędów względem stałej struktury subtelnej [4]. Układ ten może być wykorzystany do nałożenia ograniczeń na siłę hipotetycznego piątego oddziaływania [5] lub promienia kompaktyfikacji hipotetycznych dodatkowych wymiarów [6] w teoriach poszukujących fizyki poza Modelem Standardowym.

Wykorzystanie spektroskopii molekularnej do badań fundamentalnych wymaga zapewnienia wysokiej dokładności pomiarów. W trakcie prezentacji zostanie przedstawiony nowy układ eksperymentalny oparty na ultradokładnej technice spektroskopii strat we wnęce (CRDS – cavity ring-down spectroscopy). Unikalnym aspektem układu jest umieszczenie całej wnęki optycznej w warunkach kriogenicznych, co znacznie zwęża profil linii molekuły wodoru oraz zwiększa maksimum współczynnika absorbcji bezpośrednio przekładając się na dokładność pomiarów. W trakcie prezentacji omówione zostaną problemy związane z pracą w warunkach kriogenicznych m.in. efektywność elementów piezoelektrycznych.

W eksperymencie wykorzystywane jest światło laserowe o nietypowej długości fali (~2,2 μm) i bardzo wysokiej mocy, otrzymane dzięki zastosowaniu optycznego parametrycznego oscylatora. Taka długość fali pozwala na próbkowanie trudno dostępnego podstawowego pasma wibracyjnego molekuły wodoru, a wysoka moc lasera w połączeniu z warunkami kriogenicznymi umożliwia nasycanie bardzo słabych przejść kwadrupolowych w molekule wodoru, przechodząc w ten sposób do reżimu bezdopplerowskiego, co w efekcie prowadzi do znacznej poprawy dokładności eksperymentalnej. Do zapewnienia absolutnego pomiaru częstotliwości układ spektroskopowy połączony jest z grzebieniem częstotliwości optycznych z referencją do podstawowego standardu czasu dostarczonego przez Obserwatorium Astro-Geodynamiczne w Borowcu.

Literatura

1. P. Czachorowski, M. Puchalski, J. Komasa, and K. Pachucki, Nonadiabatic relativistic correction in H_2, D_2, and HD, Phys. Rev. A 98, 052506 (2018)
2. S. K. Tokunaga, C. Stoeffler, F. Auguste, A. Shelkovnikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet and B. Darquié, Mol., Probing weak force-induced parity violation by high-resolution mid-infrared molecular spectroscopy Phys. 111, 2363-2373 (2013)
3. P. Wcisło, P. Morzyński, M. Bober, A. Cygan, D. Lisak, R. Ciuryło and M. Zawada, Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks, Nat. Astron. 1, 0009 (2016)
4. J. Komasa, M. Puchalski, P. Czachorowski, G. Łach, and K. Pachucki, Rovibrational energy levels of the hydrogen molecule through nonadiabatic perturbation theory Phys. Rev. A 100, 032519 (2019)
5. E. J. Salumbides, J. C. J. Koelemeij, J. Komasa, K. Pachucki, K. S. E. Eikema, and W. Ubachs, Bounds on fifth forces from precision measurements on molecules, Phys. Rev. D 87, 112008 (2013)
6. E J Salumbides, A N Schellekens, B Gato-Rivera and W Ubachs, Constraints on extra dimensions from precision molecular spectroscopy, New J. Phys. 17, 033015 (2015)

Redukcja powieleń obrazów w projekcji holograficznej

J. Starobrat[1], **F. Włodarczyk**[1], **A. Kołodziejczyk**[1]

[1] *Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, Polska*

joanna.starobrat@fizyka.pw.edu.pl

1. Projekcja holograficzna

Projekcja holograficzna jest wciąż rozwijającą się technologią o dużym potencjale. Wyróżnia ją oszczędność energetyczna - podczas gdy w tradycyjnej projekcji światło musi zostać pochłonięte, aby wyświetlone zostały ciemne kolory, metoda holograficzna przekierowuje natężenie światła w jasne obszary obrazu. Najczęściej wykorzystuje się ciekłokrystaliczne przestrzenne modulatory światła (ang. *Liquid Crystal on Silicon Spatial Light Modulator* - LCoS SLM), które cechują się względnie wysoką wydajnością dyfrakcyjną i prostotą użycia. Zaletą jest też możliwość miniaturyzacji projektora holograficznego [2]. Najprostszy układ optyczny może składać się ze źródła światła i modulatora z kontrolerem, bez dodatkowych elementów. Ograniczeniem tej technologii jest pojawianie się powieleń obrazów w odtworzeniu hologramów Fouriera. Wiodące rozwiązania oparte są najczęściej o filtry przestrzenne [1], choć pojawiają się też metody korelacyjne [3] czy obliczeniowe [4]. Rozwiązania te zwiększają objętość układu projekcyjnego, jego czułość na szum lub złożoność obliczeniową. W prezentowanych badaniach autorzy wykorzystują metody apodyzacyjne, które eliminują przyczyny pojawiania się powieleń obrazów.

2. Apodyzacja amplitudowa

Regularna siatka pikseli modulatora SLM wprowadza dodatkową informację do wyświetlanego hologramu Fouriera – w szczególności, kształt piksela wpływa na obwiednię sygnału. Dla typowego kwadratowego piksela SLMa obwiednia przyjmuje kształt funkcji sincus. Proponowana jest apodyzacja amplitudowa, to jest nałożenie subpikselowej maski szaroodcieniowej na każdy z pikseli modulatora, która zmieni efektywny ich kształt, np. na gaussowski. Dzięki takiej zmianie obwiedni możliwe jest wygaszenie obrazów wyższych rzędów w odtworzeniu hologramu.

3. Apodyzacja fazowa

Apodyzacja fazowa modyfikuje rozkład fazowy hologramu wewnątrz pojedynczych pikseli. Z jej wykorzystaniem możliwe jest m.in. przesunięcie obwiedni sygnału, co ma zastosowanie w szczególności w projekcji pozaosiowej, separującej odtwarzany obraz od nieugiętego światła, tzw. rzędu zerowego. Pojawiają się wówczas dwa obrazy o równym natężeniu. Fazowa maska, kinoformowa lub binarna, pozwala na wygaszenie bliźniaczego obrazu – natężenie głównego obrazu jest od niego nawet kilkadziesiąt razy wyższe w symulacjach i ponad 10 razy wyższe w wynikach eksperymentalnych.

Fig. 1. Wyniki eksperymentalne apodyzacji fazowej: bez maski (po lewej) i z fazową maską apodyzacyjną (po prawej).

Badania były prowadzone w ramach projektu "CHAMPACa" finansowanego p rzez N arodowe C entrum N auki (UMO-2021/41/N/ST7/01520).

Literatura

1. M. Agour et al., *Suppression of higher diffraction orders and intensity improvement of optically reconstructed holograms from a spatial light modulator*,"J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11(10), 105405 (2009).
2. M. Makowski et al., "Miniature holographic projector with cloud computing capability," Appl. Opt. 58, A156-A160 (2019).
3. D. G. Crowe et al., "Sidelobe reduction in optical signal processing," Appl. Opt. 32, 179-183 (1993)
4. M. Gopakumar et al., "Unfiltered holography: optimizing high diffraction orders without optical filtering for compact holographic displays", Opt. Lett. 46, 5822-5825 (2021).

P4[5] 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Wzmacniacz impulsów w konfiguracji CPA w paśmie 2 µm z dwójłomnym światłowodem dyspersyjnym jako stretcher

O. Szewczyk[1], M. Biduś[2], P. Wrona[2], J. Kruczek[2], K. Żołnacz[3], G. Statkiewicz-Barabach[3], J. Olszewski[3], M. Makara[4], K. Poturaj[4], A. Paździor[4], W. Urbańczyk[3], P. Mergo[4], G. Soboń[1], J. Sotor[1], M. Dłubek[2]

[1]*Grupa Elektroniki Laserowej i Światłowodowej, Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław*

[2]*FIBRAIN Sp. z o.o., Zaczernie 190F, 36-062 Trzebownisko*

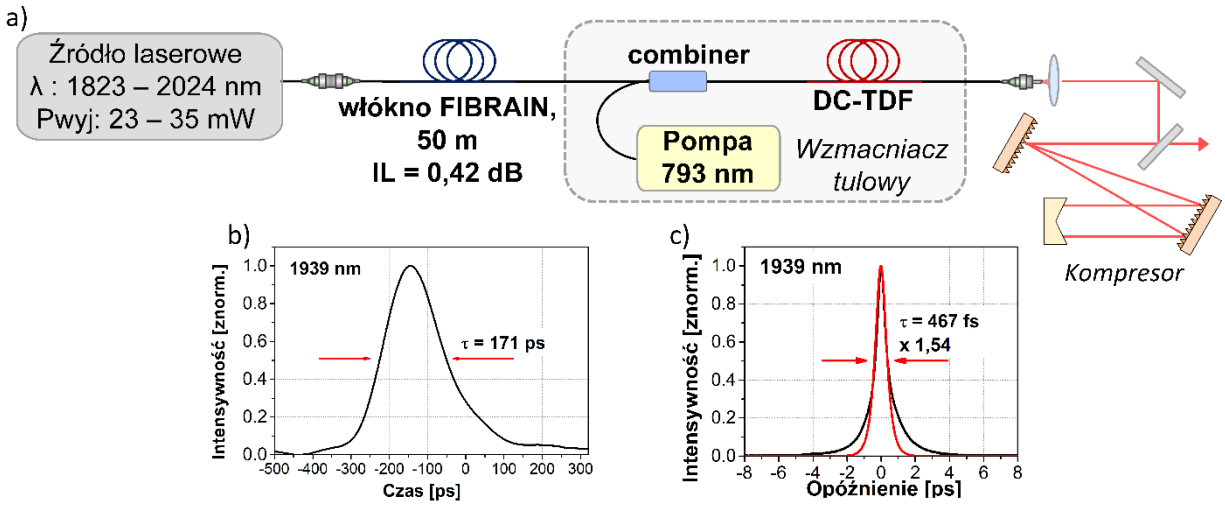
[3]*Katedra Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław*

[4]*Pracownia Technologii Światłowodów, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, Plac Marii Curie-Skłodowskiej 3, 20-031 Lublin*

** olga.szewczyk@pwr.edu.pl*

Włókna światłowodowe o normalnej dyspersji oraz wysokiej dwójłomności są bardzo pożądane ze względu na swoje szerokie zastosowania m.in. w oscylatorach generujących ultraszybkie impulsy pracujących w trybie zarządzania dyspersją [1], jako układy czasowo rozciągające impulsy we wzmacniaczach typu CPA (*Chirped Pulse Amplification*) [2], czy choćby w układach do generacji supercontinuum [3]. Wymagania dotyczące takich włókien obejmują wysoki współczynnik ekstynkcji polaryzacji (tzw. PER), niskie straty wynikające ze spawania włókna oraz płaski profil dyspersji w możliwie szerokim zakresie, który obejmowałby pasma najbardziej popularnych laserów światłowodowych: domieszkowanych erbem (o zakresie 1520-1600 nm) oraz tulem (1700-2100 nm). Dostępne na rynku światłowody kompensujące dyspersje (DCF) albo nie utrzymują polaryzacji światła, albo ich zakres normalnej dyspersji jest ograniczony do wąskiego zakresu obejmującego pasmo pracy tylko jednego z ww. laserów.

W pracy przedstawiamy zastosowanie włókna o normalnej dyspersji w szerokim zakresie spektralnym (1200 – 2100 nm) jako stretcher w światłowodowym wzmacniaczu tulowym w konfiguracji CPA. Opracowany światłowód cechuje się wysoką dwójłomnością (PER > 20 dB), niskimi stratami spawania do standardowych światłowodów jednomodowych (rzędu 0,4 dB) oraz dużą dyspersją ujemną dla długości fali 2 µm (-42 ps/nm/km). Układ wzmacniacza przedstawiono na Rysunku 1 a). Impulsy z przestrajalnego lasera generującego impulsy w zakresie długości fali 1823-2024 nm zostały wprowadzone do włókna dyspersyjnego (wytworzonego przez Fibrain Sp. z o.o.) o długości 50 m. Całkowita dyspersja włókna wynosiła 4,5 ps^2. Impulsy na wyjściu włókna zostały rozciągnięte do czasu trwania ok. 170 ps (Rysunek 1 b)). Następnie, impulsy te zostały wprowadzone do światłowodowego wzmacniacza tulowego, w którym wzmocnienie uzyskano poprzez pompowanie pompą na długości fali 793 nm włókna z podwójnym płaszczem domieszkowanego tulem (DC-TDF). Maksymalna osiągnięta moc średnia na wyjściu wzmacniacza wynosiła 3,53 W. Wzmocnione impulsy skierowane zostały ostatecznie do kompresora zbudowanego z użyciem siatek dyfrakcyjnych na bazie układu Treacy'ego. Sprawność kompresora wynosiła ok. 70%, a wyjściowe impulsy moc optyczną na poziomie 2,51 W. Czas trwania impulsów na wyjściu kompresora wynosił 467 fs dla długości fali 1939 nm (Rysunek 1 c)). Zaprezentowany eksperyment potwierdza możliwość zastosowania opracowanego włókna dyspersyjnego jako stretcher w femtosekundowych wzmacniaczach światłowodowych w konfiguracji CPA. Badania sfinansowano ze środków Narodowego Centrum Badań i Rozwoju w ramach projektu nr POIR.04.01.01-00-0024/19.



Rysunek 1. Układ wzmacniacza typu CPA (a), impulsy na wyjściu włókna FIBRAIN po rozciągnięciu w czasie (b), autokorelacja impulsów po kompresji (c).

Literatura

1. J. Sotor, et al, Opt. Lett. 42, 1592-1595 (2017).
2. I. Pavlov, et al Opt. Express 20, 9471-9475 (2012).
3. A. Hartung, et al Opt. Express 19, 7742–7749 (2011).

Propagacja femtosekundowych impulsów światła w ośrodkach gazowych

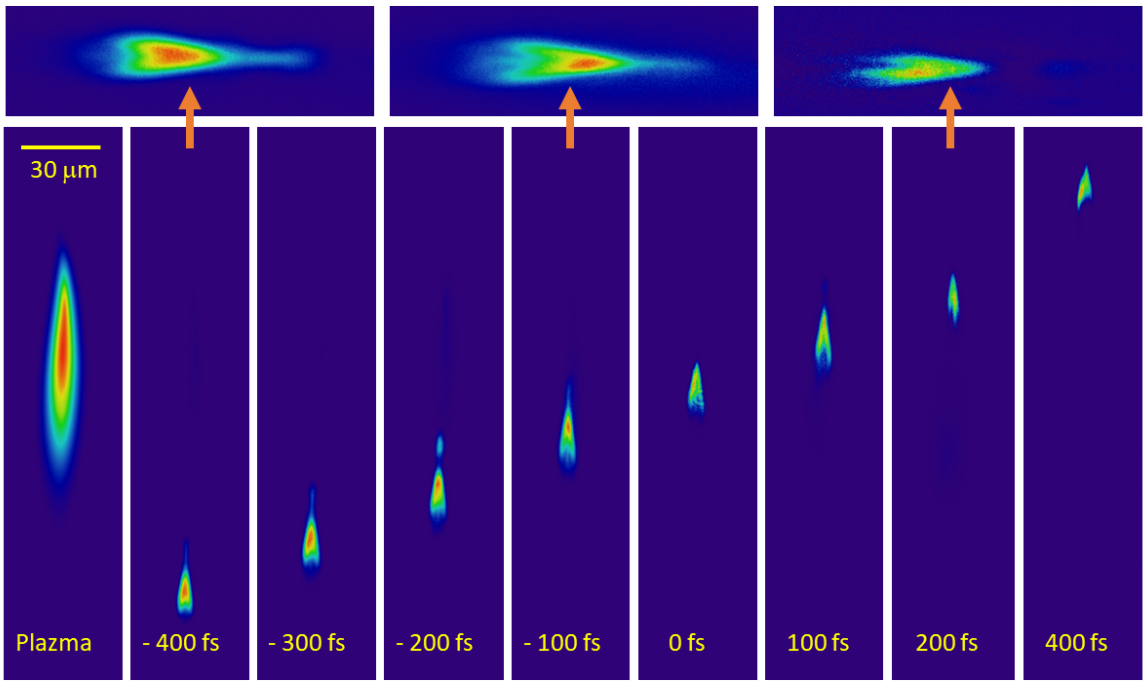
W. Talik[1,2], **K. Dzierżęga**[1], **W. Zawadzki**[1]

[1] *Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, ul. prof. S. Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków, Polska*
[2] *Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych, Uniwersytet Jagielloński, ul. prof. S. Łojasiewicza 11, 30-348 Kraków*

wojciech.talik@docotral.uj.edu.pl

Femtosekundowe impulsy światła są unikatowym narzędziem badawczym, m.in. ze względu na ultrakrótki czas trwania i związane z tym ogromne natężenia pól elektrycznych. Pola takie mogą indukować szereg zjawisk, które prowadzą do chwilowych bądź trwałych zmian właściwości oddziałującego z nimi ośrodka. Jednocześnie zmiany te mają wpływ na dalszą propagację samego impulsu poprzez zmniejszenie jego energii oraz zmianę relacji fazowych pomiędzy poszczególnymi składowymi całej paczki falowej. W efekcie, kształt impulsu ulega zaburzeniu a jego czas trwania wydłużeniu. Podstawowymi zjawiskami zachodzącymi na drodze propagacji impulsów femtosekundowych w ośrodkach gazowych (np. powietrze) są optyczny efekt Kerra, prowadzący do wymuszonej dwójłomności, oraz plazma generowana na zasadzie jonizacji wielofotonowej lub/i polowej.

W naszych badaniach optyczny efekt Kerra został wykorzystany do obrazowania impulsu pochodzącego z lasera Ti:sapphire i propagującego w powietrzu i helu. Do samego obrazowania użyto metody typu *pump-probe*, jaką jest polarygrafia optyczna z rozdzielczością czasową (*ang. FTOP - Femtosecond Time-resolved Optical Polarigraphy*) [1, 2], a sam impuls, o energii kilkudziesięciu mikrodżuli, był ogniskowany za pomocą mikroobiektywu.



Rysunek 1. Sekwencja czasowa profili skupianych impulsów światła, pochodzącego z lasera Ti:sapphire (35 fs, 800 nm, 1 kHz) i propagującego w powietrzu, zarejestrowana metodą FTOP.

Uzyskane wyniki umożliwiają oszacowanie wyindukowanego skręcenia płaszczyzny polaryzacji i wielkości nieliniowego współczynnika załamania n_2 badanego materiału. Ponadto, stosowana metoda pozwala, niezależnie od metod autokorelacyjnych, określić czas trwania impulsu światła. Metoda FTOP jest także bardzo precyzyjnym sposobem określania tzw. zerowego opóźnienia pomiędzy impulsami pompującym i próbkującym dla innych metod badawczych typu *pump-probe*.

Literatura

1. M. Fujimoto, S. Aoshima i inni, "Femtosecond time-resolved optical polarigraphy: imaging of the propagation dynamics of intense light in a medium," Opt Lett. **24**(12), 850 (1999).
2. M. Hosoda, S. Aoshima i inni, "Femtosecond snapshot imaging of propagating light itself," Appl. Opt. **41**(12), 2308-2317 (2002).

P47, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

FreezEye Tracker - szybki i precyzyjny optyczny siatkówkowy instrument do śledzenia ruchów oka

S. Tamborski[1], M. Meina[1], K. Dalasiński[2], M. M. Bartuzel[1], K. Wróbel[1], J. Gorgol[1,3], M. Nowakowski[2], A. Szkulmowska[2], M. Szkulmowski[1]

[1]Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń
[2]Inoko Vision sp. z o.o., ul. Mickiewicza 7/17, 87-100 Toruń
[3]Wydział Psychologii, Uniwersytet Warszawski, ul. Stawki 5/7, 00-183 Warszawa
e-mail: szymon.tamborski@fizyka.umk.pl

1. Motywacja i cel badań

Oko człowieka podczas swojej pracy pozostaje w nieustannym ruchu. Śledzenie ruchu gałek ocznych zapewnia wgląd w mechanizmy poznawcze i mózgowe, a także stanowi użyteczne narzędzie diagnostyczne w przypadku wielu chorób neurodegeneracyjnych takich jak choroba Alzheimera i Parkinsona oraz zaburzeń widzenia takich jak zaćma lub jaskra. Istniejące komercyjne urządzenia śledzące ruchy oczu bazujących na rejestracji obrazów video przedniego odcinka oka (np. źrenicy) są intensywnie wykorzystywane w celach badawczych, jednakże zapewniają ograniczoną dokładność oraz szybkość, co uniemożliwia uzyskiwanie wysokiej jakości danych dla całego spektrum prędkościowego ruchów gałek ocznych. Naszym celem jest opracowanie narzędzia pozwalającego na skuteczne rozwiązanie tego problemu. W tym celu przedstawiamy **urządzenie śledzące ruchy oka na podstawie przesunięć obrazów dna oka**, gdzie obserwacji poddane jest położenie obiektów o dwa rzędy wielkości mniejszych – takich jak siatkówkowe naczynia krwionośne.

2. Metody

Podstawowym założeniem opracowanej koncepcji urządzenia FreezEye Tracker (FET) jest uzyskanie jak najwyższej rozdzielczości czasowej mierzonych trajektorii ruchu oka przy zachowaniu parametrów obrazowania pozwalających na utrzymanie rozdzielczości przestrzennej na wysokim poziomie. Szybkość obrazowania zwiększa się kosztem ogólnej jakości rejestrowanych klatek. W celu uzyskania wysokiej czułości wykorzystana została metodologia SLO (ang. Scanning Laser Ophthalmoscope), w której wiązka światła przemiata wybrany obszar siatkówki, będąc skupioną przez soczewkę oka, a światło rozproszone wstecznie jest rejestrowane w sposób konfokalny przy użyciu diody lawinowej o wysokiej sprawności [1]. Ponadto szum plamkowy został ograniczony poprzez zastosowanie diody superluminescencyjnej o centralnej długości 920 nm oraz szerokości połówkowej 20 nm. Zapewnia ona dostateczną moc światła (przy zachowaniu norm bezpieczeństwa), pozostając równocześnie poza zakresem czułości oka ludzkiego, dzięki czemu wiązka obrazująca nie jest widoczna dla osoby badanej i tym samym nie powoduje zaburzenia pomiaru. Skanowanie odbywa się przy użyciu zwierciadła umieszczonego w dwuosiowym układzie wykonanym w technologii MEMS. Wysoka szybkość skanowania zapewniająca rejestrację **1240 klatek na sekundę** uzyskana jest przy wykorzystaniu rezonansowej charakterystyki tego układu, która z kolei narzuca ograniczenia na kształt trajektorii skanowania. Ten problem rozwiązywany jest na drodze kalibracji mającej na celu precyzyjny pomiar rzeczywistych położeń wiązki podczas akwizycji umożliwiającej skuteczną interpolację rejestrowanych danych [2] i uzyskanie dwuwymiarowych obrazów wybranego fragmentu siatkówki o rozpiętości kątowej rzędu 3° × 3° i rozdzielczości 140 × 140 punktów. Sekwencja takich obrazów jest przetwarzana przy użyciu dedykowanych algorytmów bazujących na metodach korelacyjnych obliczających przesunięcia obrazów względem siebie, których wynikiem jest dwuwymiarowa trajektoria ruchu oka wyznaczona z dokładnością **0,5 minuty kątowej**. Platforma pomiarowa jest wyposażona również w standardowe urządzenie SLO, które ma za zadanie zapewnić podgląd obrazu dna oka w szerokim kącie z użyteczną częstotliwością 10 Hz w celu efektywnego wyboru obszaru poddawanego śledzeniu. Ponadto istotnym elementem systemu śledzącego jest tor optyczny umożliwiający prezentację osobie badanej dowolnej projekcji służącej do wykonywania przez nią zadań wzrokowych takich jak fiksacja, wodzenie i swobodne oglądania przedstawionego obrazu. Wszystkie podukłady platformy pomiarowej są ze sobą połączone optycznie i działają równocześnie przy zachowaniu precyzyjnej synchronizacji sprzętowej.

3. Wyniki i dyskusja

Opracowana platforma FET umożliwia badanie dynamiki ruchów oka z wysoką rozdzielczością czasową (ok. 0,8 ms) oraz przestrzenną (0,0083°). **Charakterystyka urządzenia świadczy o istotnie wyższym potencjale w zakresie badań medycznych oraz kognitywnych niż będące obecnie złotym standardem w tych dziedzinach urządzenia bazujące na rejestracji video** (typowe rozdzielczości odpowiednio 1 ms oraz 0,15°). Wysoka jakość uzyskiwanych danych umożliwia ich wieloaspektową analizę w celu ilościowego opisu cech dynamicznych oka m. in. w kontekście diagnostyki schorzeń narządu wzroku czy neurodegeneracyjnych. W prezentacji zostaną przedstawione szczegóły rozwiązań optycznych, rezultaty badań ewaluacyjnych urządzenia zrealizowane przy użyciu dynamicznego obiektu symulującego ludzkie oko oraz wyniki pomiarów oczu osób ze zróżnicowanych kohort badawczych.

Literatura

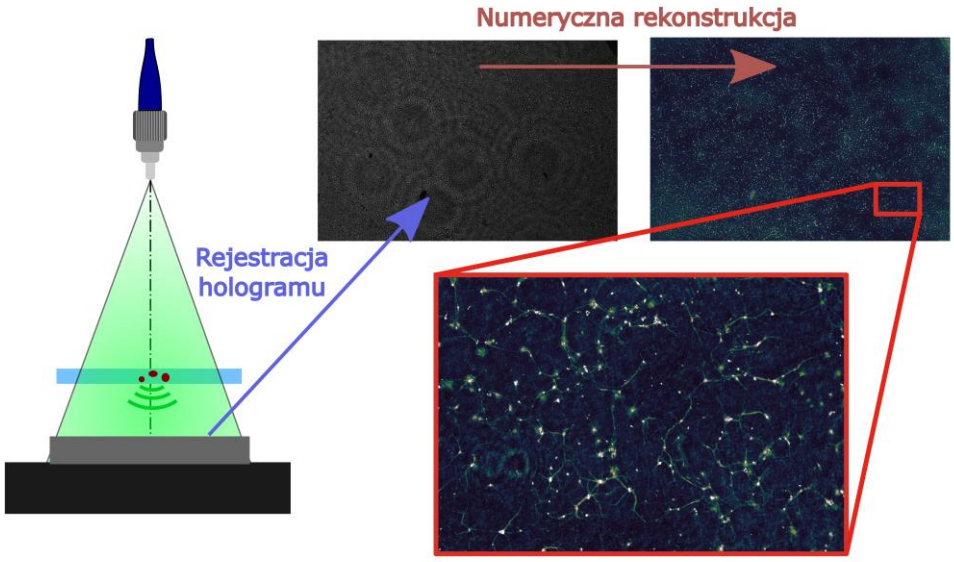
1. M. M. Bartuzel et al.: “High-resolution, ultrafast, wide-field retinal eye-tracking for enhanced quantification of fixational and saccadic motion”, Biomed. Opt. Express 11, 3164-3180 (2020)
2. M. Meina, et al. “Accurate calibration of beam trajectories in scanning optical imaging systems," Opt. Lett. 46, 5377-5380 (2021)

Bezsoczewkowa cyfrowa mikroskopia holograficzna: rozwój algorytmów rekonstrukcji i zastosowań biomedycznych

M. Trusiak[1]*, M. Rogalski[1], P. Arcab[1], J. Winnik[1], E. Wdowiak[1], P. Zdańkowski[1], M. Józwik[1], M. Stefaniuk[2], M. Pawłowska[2], L. Stanaszek[3], J. A. Picazo Bueno[4], V. Micó[4]

[1]Wydział Mechatroniki Politechniki Warszawskiej, ul. św. Andrzeja Boboli 8, 02-525 Warszawa, Polska
[2]Laboratorium Neurobiologii, BRAINCITY, Instytut Biologii Doświadczalnej im. M. Nenckiego PAN, ul. Pasteura 3, 02-093 Warszawa, Polska
[3]NeuroRepair, Instytut Medycyny Doświadczalnej i Klinicznej PAN, 5 Adolfa Pawińskiego St., 02-106 Warszawa, Polska
[4]Facultad de Física. Universidad de Valencia. C/ Doctor Moliner 50, 46100 Burjassot, Hiszpania
**maciej.trusiak@pw.edu.pl*

Cyfrowa poosiowa mikroskopia holograficzna pozwala na rejestrację hologramów Gabora i ich numeryczną rekonstrukcję w celu dekodowania zespolonego pola obiektowego. Realizowana w atrakcyjnym trybie bezsoczewkowym [1] upraszcza budowę układu i redukuje koszty. Obliczeniowe zwiększenie rekonstruowanej objętości wynika bezpośrednio ze zniesienia klasycznych ograniczeń związanych z obiektywem mikroskopowym. Kluczową rolę odgrywają algorytmy rekonstrukcji rozkładu fazy i amplitudy 2D/3D z hologramów bezsoczewkowych. Rysunek 1 schematycznie przedstawia przykładowy cykl obrazowania (w tym wypadku obiektem są komórki nerwowe). Rekonstrukcja pojedynczego hologramu sprowadza się do numerycznej propagacji do płaszczyzny ostrości, w której znajduje się obiekt. Najczęściej wymaganą odległość propagacji wyznacza się zautomatyzowanym algorytmem numerycznego ogniskowania, który może wykorzystywać np. zaproponowaną w naszej grupie metodę numerycznego ciemnego pola - DarkFocus [2]. Rozszerzeniem algorytm DarkFocus umożliwiającym precyzyjne śledzenie 4D trajektorii ruchu dynamicznych obiektów jest metoda DarkTrack [3]. Co ciekawe, ten rodzaj obrazowania obliczeniowego jest bardzo odporny (z pożytkiem dla żywych komórek) na niskie natężenie wiązki oświetlającej obiekt [4], gdyż holograficzne kodowanie rozproszonej informacji w głównej mierze odbywa się przestrzennie na matrycy kamery a nie na poziomie głębokości bitowej pojedynczych pikseli. Dodatkowo jakość rekonstrukcji można poprawić fizycznie ograniczając szum koherentny, np. stosując modulację koherencji przestrzennej [5]. Multipleksing informacji w płaszczyźnie hologramu (np. wykorzystując oświetlenie kilkoma długościami fali) umożliwia zastosowanie iteracyjnych algorytmów zwiększających stosunek sygnału do szumu finalnej rekonstrukcji [6]. Rozwój algorytmicznej części holograficznego obrazowania bezsoczewkowego pozwolił nam na opracowanie nowych zastosowań tejże techniki, np. w „statycznym" badaniu skrawków mózgu myszy i „dynamicznym" obrazowaniu przyżyciowym komórek glejowych.



Rysunek 1. Przykładowy schemat akwizycji i rekonstrukcji hologramów bezsoczewkowych.

Literatura

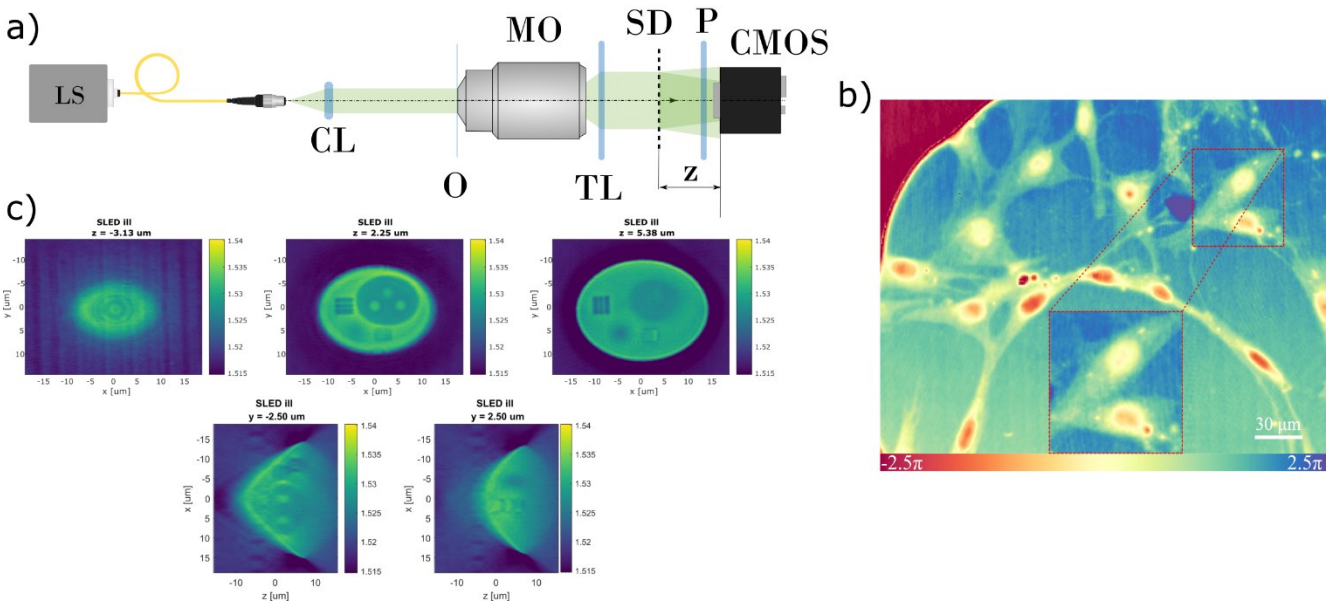
1. A. Greenbaum, W. Luo, TW. Su, Z. Göröcs, L. Xue, S. O Isikman, A. F. Coskun, O. Mudanyali, A. Ozcan, "Imaging without lenses: achievements and remaining challenges of wide-field on-chip microscopy," Nat. Methods 9, 889–895 (2012).
2. M. Trusiak, J.-A. Picazo-Bueno, P. Zdankowski, V. Micó, „DarkFocus: numerical autofocusing in digital in-line holographic microscopy using variance of computational dark-field gradient," Opt. Lasers Eng. 134, 106195 (2020).
3. M. Rogalski, J. A. Picazo-Bueno, J. Winnik, P. Zdańkowski, V. Micó, M. Trusiak, "Accurate automatic object 4D tracking in digital in-line holographic microscopy based on computationally rendered dark fields," Sci. Rep. 12, 12909 (2022).
4. B. Mirecki, M. Rogalski, P. Arcab, P. Rogujski, L. Stanaszek, M. Józwik, M. Trusiak, "Low-intensity illumination for lensless digital holographic microscopy with minimized sample interaction," Biomed. Opt. Express 13, 5667-5682 (2022).
5. P. Arcab, B. Mirecki, M. Stefaniuk, M. Pawłowska, M. Trusiak, "Experimental optimization of lensless digital holographic microscopy with rotating diffuser-based coherent noise reduction," Opt. Express 30, 42810-42828 (2022)
6. V. Micó, M. Rogalski, J. A. Picazo-Bueno, M. Trusiak, "Single-shot wavelength-multiplexed phase microscopy under Gabor regime in a regular microscope embodiment," Sci. Rep. 13, 4257 (2023).

P49, 5 lipca 2023, sesja plakatowa

Ilościowa mikroskopia i tomografia fazowa wspólnej drogi: nowe rozwiązania i zastosowania

Piotr Zdańkowski[1,*], Julianna Winnik[1], Mikołaj Rogalski[1], Michał Józwik[1], Krzysztof Patorski[1], Maciej Trusiak[1,2]
[1]Politechnika Warszawska, Instytut Mikromechaniki i Fotoniki, ul. Św. A. Boboli 8, 02-525 Warszawa
**piotr.zdankowski@pw.edu.pl, [2]maciej.trusiak@pw.edu.pl*

Ilościowa mikroskopia fazowa (IMF) zyskała ostatnio duże zainteresowanie, ponieważ dostarcza mierzalne informacje o rozkładzie fazowym badanego obiektu. W dalszej kolejności optyczna tomografia dyfrakcyjna [1] umożliwiła rekonstrukcję i obrazowanie trójwymiarowego rozkładu współczynnika załamania światła wewnątrz próbki i wykorzystanie go jako endogennego środka kontrastowego. Może być ona stosowana do różnych obiektów technicznych i biologicznych. W tym zgłoszeniu opisujemy rozwijany w grupie Ilościowego Obrazowania Obliczeniowego PW innowacyjny systemie mikroskopu interferometrycznego (WUTScope) [2], charakteryzujący się prostotą konstrukcji, kompaktowością, stabilnością i możliwością pracy z częściowo koherentnym oświetleniem. Zasada działania WUTScope oparta jest na wykorzystaniu siatek dyfrakcyjnych jako dzielników wiązki i interferencji pomiędzy nimi. W przypadku rzadko rozmieszczonych obiektów i wystarczającej wartości poprzecznego rozdwojenia pomiędzy wiązkami, obszar próbki pozbawiony obiektu może działać jako wiązka referencyjna, co prowadzi do zapisu hologramu pozaosiowego wspólnej drogi. Wzór interferencyjny w płaszczyźnie kamery uzyskuje się poprzez umieszczenie siatki dyfrakcyjnej w odpowiedniej odległości od płaszczyzny obrazowej mikroskopu. Do demodulacji fazy wykorzystywane są interferogramy generowane przez sprzężone (+1 i -1) rzędy siatki dyfrakcyjnej. Ze względu na to, że obie wiązki przebywają taką samą drogę optyczną, mamy możliwość stosowania źródła oświetlenia o zmniejszonej koherencji czasowej w celu redukcji szumu plamkowego i usunięcia niepożądanych pasożytniczych prążków interferencyjnych. Rozwijany układ WUTScope wyposażyliśmy również w moduł tomograficzny [3], pozwalający na trójwymiarową rekonstrukcję rozkładu współczynnika załamania wewnątrz próbki [4]. Oświetlenie z obniżoną koherencją nie wpływa na poprawność rekonstrukcja tomograficznej wartości współczynnika załamania. Przedstawiamy wyniki pomiarów uzyskane za pomocą automatycznego przetwarzania interferogramów z korekcją tła i aberracji także dla obniżonej koherencji przestrzennej źródła. Schemat układu WUTScope oraz przykładowe wyniki zostały pokazane na Rys. 1.



Rysunek 1. (a) Schemat optyczny WUTScope: LS – źródło światła, CL – soczewka kolimująca, O – obiekt, MO – obiektyw mikroskopowy, TL – soczewka tubusowa, SD – siatka dyfrakcyjna, P – polaryzator, CMOS – kamera CMOS. (b) Rozkład fazy otrzymany dla agregatów dendrymerów przyswajanych przez mesenchymalne komórki macierzyste. (c) Rekonstrukcja tomograficzna fantomu komórki wytworzonego za pomocą polimeryzacji dwufotonowej, otrzymana dla oświetlenia częściowo koherentną diodą superluminescencyjną SLED.

Literatura

1. Y. Cotte, F. Toy, P. Jourdain, N. Pavillon, D. Boss, P. Magistretti, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Marker-free phase nanoscopy," Nature Photon **7**, 113–117 (2013).
2. K. Patorski, P. Zdańkowski, and M. Trusiak, "Grating deployed total-shear 3-beam interference microscopy with reduced temporal coherence," Opt. Express, OE **28**, 6893–6908 (2020).
3. P. Zdańkowski, J. Winnik, K. Patorski, P. Gocłowski, M. Ziemczonok, M. Józwik, M. Kujawińska, and M. Trusiak, "Common-path intrinsically achromatic optical diffraction tomography," Biomed. Opt. Express, BOE **12**, 4219–4234 (2021).
4. W. Lipke, J. Winnik, and M. Trusiak, "Numerical analysis of the effect of reduced temporal coherence in quantitative phase microscopy and tomography," Opt. Express, OE **30**, 21241–21257 (2022).

Badania klimatyczne zmian strat wtrąceniowych, reflektancji oraz strat zależnych od polaryzacji w złączach jednomodowych zbudowanych z różnych typów włókien w warunkach podwyższonej mocy optycznej

Kopczyński Juliusz[1], Karczewicz Daniel[1], Golis Adam[1], Tietz Łukasz[1], Żegliński Grzegorz[2], Weinert-Rączka Ewa[2]

[1]Sudenckie Koło Naukowe „Teleinformatyk", Zachodniopomorski Uniwersytet Technologiczny w Szczecinie, Wydział Elektryczny, ul. 26 Kwietnia 10, 71-126 Szczecin..
[2]Zachodniopomorski Uniwersytet Technologiczny w Szczecinie, Katedra Telekomunikacji i Fotoniki, Wydział Elektryczny, ul. 26 Kwietnia 10, 71-126 Szczecin.,

e-mail Autora: zeglinski.grzegorz@zut.edu.pl

Abstrakt: Praca przedstawia wyniki pomiarów klimatycznych w zakresie (-40^{0}C, +70^{0}C) strat wtrąceniowych (IL), odbiciowych (RL) oraz zależnych od stanu polaryzacji (PDL) światłowodowych złącz rozłącznych (LC/PC i SC/APC) przeznaczonych dla światłowodów mikrostrukturalnych ITU-T G.657 i światłowodów jednomodowych ITU-T G.652. Badania przeprowadzono w paśmie C (1530-1565nm), w reżimie podwyższonej mocy optycznej (>17dBm zgodnie ITU-T).
© 2023, Juliusz Kopczyński, Daniel Karczewicz, Adam Golis, Łukasz Tietz, Grzegorz Żegliński, Ewa Weinert-Rączka

Praca zawiera wyniki pomiarów zrealizowanych w Laboratorium Technologii Teleinformatycznych i Fotoniki w latach 2021-2023. Tematyka pracy związana jest bezpośrednio z najnowszymi wymaganiami dla szybkich instalacji światłowodowych o dużej przepustowości w paśmie C(1530-1565nm) i L(1565-1625nm) zawierających złącza rozłączne LC/PC i SC/APC, stosowane powszechnie przy urządzeniach nadawczo odbiorczych oraz pasywnych elementach światłowodowych. Pomiary strat wtrąceniowych (IL) i odbiciowych (RL) są wykonywane już w samym procesie wytwarzania złącz i załączane wraz z określeniem klasy szlifowania złącza. Dużo rzadziej podawane są deklaracje strat zależnych od polaryzacji (PDL). Najnowsze wymagania i zmiany w normach interferometrycznych dotyczące złącz wskazują na znaczący wpływ tych parametrów na jakość i usterkowość sieci o przepływnościach n x 10Gbit/s, przy podwyższonej wartości mocy w pojedynczym kanale sieci wielofalowej (według norm ITU-T moc sumaryczna nie może przekroczyć wartości 17dBm). Wyniki otrzymane podczas badań wskazują na znaczącą rolę skrajnie niskich i wysokich temperatur. Dla różnych progów mocy optycznej zaobserwowano istotne przekroczenia norm związane ze zmianami wszystkich parametrów (IL, RL, PDL) oraz efekty starzeniowe, które pojawiły się podczas szybkich testów klimatycznych (o czasach trwania 24-96h). Wyniki prac wskazują na potrzebę zmian w istniejących standardach, w szczególności rozszerzenie zakresu testów. Otrzymane wyniki dotyczą losowo wybranych próbek produkowanych w Polsce oraz sprowadzanych na polski rynek.

Praca została zrealizowana w ramach projektu EUREKA (umowa nr EUREKA/A5GARD/3/2021) finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju.