

## Autoreferat

1. Imię i nazwisko: Katarzyna KRUPA

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

- **Stopień Doktora Nauk Technicznych** w zakresie Budowy i Eksploatacji Maszyn, nadany uchwałą Rady Wydziału Mechatroniki Politechniki Warszawskiej dnia 20 stycznia 2010 r.

**Stopień Doktora Nauk Technicznych** nadany przez Uniwersytet w Besançon dnia 14 grudnia 2009 r.

Tytuł rozprawy doktorskiej: “Optonumerical analysis of AlN piezoelectric thin film operating as an actuation layer in micro-cantilevers”

Doktorat realizowany w ramach międzynarodowego programu *co-tutelle* pomiędzy Politechniką Warszawską (w Polsce) a Uniwersytetem w Besançon (we Francji)

- **Tytuł magistra inżyniera** uzyskany na kierunku Automatyka i Robotyka w zakresie inżynierii fotonicznej na Wydziale Mechatroniki Politechniki Warszawskiej dnia 19 września 2004 r.

Tytuł pracy magisterskiej: “Analiza i modelowanie korekcji fazy w interferogramie i widmie otrzymanym z pomiarów spektrometrem fourierowskim”

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

|                   |                                                                                                                                                                                                                                               |
|-------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Od 01/2024        | Adiunkt<br>Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, Polska                                                                                                                                                                 |
| 12/2019 – 12/2023 | Adiunkt<br>Instytut Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, Polska<br>Młody lider zespołu w projekcie TEAM-NET Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (POIR.04.04.00-00-16ED/18-00)                                                      |
| 12/2018 – 11/2019 | Post-doc<br>Université Bourgogne Franche-Comté, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR CNRS* 6303, Dijon, Francja<br>Udział w projekcie ISITE-BFC Francuskiej Agencji Badań Naukowych ANR** (ANR-15-IDEX-0003-MIRCOMB) |

---

\* CNRS (« Centre National de la Recherche Scientifique ») – Francuskie Centrum Badań Naukowych

\*\* ANR (« Agence National de la Recherche ») – Francuska Agencja Badań Naukowych

- 06/2017 – 10/2018    Post-doc
- Università degli Studi di Brescia, Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Brescia, Włochy
- 10/2017 – 10/2018: Post-doc Fellow w Europejskim grantie Marii Skłodowskiej-Curie COFUND (H2020 MSCA-COFUND Multiply, No.713694)
- 06/2017 – 09/2017: Udział w projekcie ERC Advanced Grant (No. 740355)
- 04/2016 – 04/2017    Post-doc
- Université Bourgogne Franche-Comté, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), UMR CNRS\* 6303, Dijon, Francja
- Udział w projekcie Francusko-Indyjskiego Centrum Promocji Zaawansowanych Badań Naukowych (IFCPAR) (IFC/2/4052-EPD/5104-2/2016/146).
- 10/2010 – 12/2015    Post-doc
- Université de Limoges, Institut XLIM, Département Photonique, UMR CNRS\* 7252, Limoges, Francja
- Udział w dwóch projektach Francuskiej Agencji Badań Naukowych ANR\*\* (ANR 08-JCJC-0122 PARADHOQS i ANR Labex SIGMA-LIM nr. VIP2013) oraz w projekcie B+R w ramach programu OSEO-ISI (DAT@DIAG).

4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2020 r. poz. 85 z późn. zm.). Omówienie to winno dotyczyć merytorycznego ujęcia przedmiotowych osiągnięć, jak i w sposób precyzyjny określać indywidualny wkład w ich powstanie, w przypadku, gdy dane osiągnięcie jest dziełem współautorskim, z uwzględnieniem możliwości wskazywania dorobku z okresu całej kariery zawodowej.

Moje badania naukowe przeprowadzone, po uzyskaniu stopnia doktora wniosły znaczący wkład w rozwój nieliniowej optyki w światłowodach wielomodowych, dziedziny, która w ciągu ostatnich ponad 10 lat ponownie znalazła się w obszarze dużego zainteresowania naukowców. Moje główne osiągnięcia naukowe, które otworzyły nowe możliwości i ścieżki badań w tej dziedzinie, związane są z odkryciem oryginalnych czasoprzestrzennych dynamik opartych na zbiorowym zachowaniu się wiązek prowadzonych w wielu modach poprzecznych. W szczególności, zademonstrowałam eksperymentalnie nowy rodzaj nieliniowej konwersji częstotliwości w światłowodzie wielomodowym o parabolicznym współczynniku załamania światła. Efekt ten powstał w wyniku zjawiska zwanego geometryczną niestabilnością parametryczną (GNP), dzięki obecności w tym włóknie naturalnych oscylacji występujących podczas propagacji wiązki w wielu modach przestrzennych (*K. Krupa i in., PRL 116, 183901, 2016; 184 cytowań bez autocytowań według danych z Scopus*). Przeprowadzony przeze mnie eksperyment pokazał interesującą możliwość bezpośredniej konwersji lasera emitującego na długości fali w bliskiej podczerwieni do szerokiego zakresu widmowego rozciągającego się od

fal widzialnych do fal podczerwonych. Ponadto i co wydaje się jeszcze bardziej spektakularne, odkryłam i scharakteryzowałam eksperymentalnie intrygujące zjawisko samoorganizacji wiązki wielomodowej, obecnie znane jako zjawisko samoorganizacji Kerr’a (*ang.* Kerr beam self-cleaning), które pozwala na znaczną poprawę przestrzennej jakości wiązki na wyjściu z włókna wielomodowego oraz na zwiększenie jej jasności. Co istotne, odkryte przeze mnie zjawisko samoorganizacji jest wyjątkowo nieczułe na zakłócenia zewnętrzne, takie jak np. naprężenia czy zginania. To nieoczywiste odkrycie udowadnia, iż nieliniowy efekt Kerr’a ma zdolność do tworzenia bardzo stabilnej, regularnej wiązki kształtem zbliżonej do modu podstawowego światłowodu, z początkowo bardzo nieregularnego wzoru plamek świetlnych typowo obserwowanego na wyjściu z włókna wielomodowego w reżimie liniowej propagacji wiązki (*K. Krupa i in., Nat. Phot. 11, 237, 2017; 343 cytowań bez autocytowań według danych z Scopus*).

Wyniki te pozwoliły rzucić nowe światło na dotychczasowy stan wiedzy prowokując liczne żywe dyskusje wśród międzynarodowego grona ekspertów oraz kolejne badania i prace zarówno eksperymentalne jak i teoretyczne, tym samym umożliwiając dokonanie postępu w zrozumieniu oraz dalszym wykorzystaniu wielomodowej nieliniowej propagacji światła. Co ciekawe, mechanizm fizyczny stojący za tym jakże osobliwym zjawiskiem samoorganizacji Kerr’a pozostaje do dnia dzisiejszego niejasny, a jego intrygujące powiązanie z klasyczną teorią kondensacji fal i termalizacji nadal jest przedmiotem gorącej debaty (*M. Ferraro i in., Advances in Physics: X 8, 1-35, 2023*). Moje osiągnięcia naukowe, przedstawione w niniejszym cyklu publikacji, wzbudziły duże zainteresowanie wśród licznych grup badawczych na całym świecie, chcących odtworzyć i dalej badać dwa wspomniane powyżej efekty także w odmiennych od moich warunkach eksperymentalnych (*Z. Eslami et al., Nat. Comm. 13, 2126, 2022; H. Poubeyram et al., Nature Physics 18, 685-690, 2022*). Poza ich znaczeniem w kontekście badań podstawowych, moje odkrycia mają także bardzo obiecujący potencjał aplikacyjny. Mogą zostać wykorzystane do budowy nowatorskich urządzeń fonicznych, takich jak chociażby wzmacniacze i lasery światłowodowe z przestrzenno-czasową synchronizacją modów (*L. G. Wright et al., Science 358, 94, 2017; U. Teğın et al., Optica 6, 1412, 2019*), a także nowe szerokopasmowe źródła światła do spektroskopii i biomedycznego obrazowania nieliniowego. W ramach współpracy naukowej uczestniczyłam w pracach dotyczących niektórych z tych zastosowań, co zostanie pokrótce omówione w ostatniej części tego cyklu.

Moja praca naukowa dotycząca badania światłowodów wielomodowych zaowocowała łącznie ponad 40 artykułami w najwyżej ocenianych czasopismach naukowych oraz ponad 80 konferencjami międzynarodowymi, w tym ponad 30 na zaproszenie (wygłosiłam szereg wykładów zaproszonych na renomowanych konferencjach międzynarodowych i jeden wykład typu tutorial na konferencji CLEO Pacific Rim w 2022 r.), 2 rozdziałami w książkach o tematyce dotyczącej optyki nieliniowej, a także 3 patentami międzynarodowymi. Moje badania wzbudziły duże zainteresowanie międzynarodowych ekspertów, co znalazło odzwierciedlenie w umieszczeniu moich wyników w kilku artykułach przeglądowych (*L. G. Wright et al., Nat. Phys. 18, 1018, 2022; J. Bloch et al., Nat. Rev. Physics 4, 470, 2022; L. G. Wright et al., Optica 9, 824, 2022*) oraz w 14 rozdziale 6-tej edycji książki „Nonlinear Fiber Optics” autorstwa G. P. Agrawal’a.

Spośród wszystkich publikacji mojego współautorstwa związanych z niniejszą tematyką, wybrałam 13 artykułów [1-KK,...,12-KK], które przedstawiają wyniki stanowiące mój główny wkład w badania nad światłowodami wielomodowymi, odzwierciedlając jednocześnie cały przekrój prac z tej dziedziny, w których uczestniczyłam. Wyniki te zostaną omówione poniżej poczynając od krótkiego wprowadzenia przybliżającego stan wiedzy przed rozpoczęciem badań, ich kontekst oraz motywy do podjęcia tego tematu. Pełniejszy obraz moich badań nad wielomodową nieliniową dynamiką światła został zawarty w artykule [11-KK] stanowiącym

przegląd prac różnych grup badawczych z całego świata zajmujących się tym tematem. Moje pozostałe osiągnięcia naukowe wykraczające poza tematykę niniejszego cyklu powiązanych ze sobą tematycznie publikacji zostały natomiast pokrótce zaprezentowane w części 5.

### **Wprowadzenie: Motywacja i Dotychczasowy stan wiedzy**

Prace badawcze związane z propagacją światła w światłowodach wielomodowych (*ang.* multimode fibers, MMFs) trwają już od lat 70-tych XX wieku i początkowo koncentrowały się one wokół tematyki związanej z możliwościami przesyłania informacji za pośrednictwem wielu kanałów przestrzennych. Szereg prac poświęcono także badaniom wpływu zarówno liniowego jak i nieliniowego sprzężenia między wieloma modami propagującymi się we włóknie optycznym, w tym konsekwencjom wzajemnego oddziaływania pomiędzy modami w układach laserowych. W tym czasie, przeprowadzono także pierwsze badania zjawisk nieliniowych w światłowodach wielomodowych, takich jak, chociażby zjawiska samoogniskowania, samomodulacji fazy (*ang.* Self-Phase Modulation, SPM), mieszania czterofalowego (*ang.* Four-Wave Mixing, FWM) czy wymuszonego rozpraszania Ramana (*ang.* Stimulated Raman Scattering, SRS) [1-4]. Ponadto, sformułowano i poddano analizom teoretycznym takie nowe pojęcia jak soliton wielomodowy czy wielomodowa synchronizacja w układach laserowych [5,6].

Podczas rozchodzenia się światła we włóknie wielomodowym, ulega ono swoistej randomizacji wskutek liniowego sprzężenia pomiędzy modami, spowodowanego zarówno np. mechanicznymi zaburzeniami na drodze ich propagacji, jak również niedoskonałościami technologicznymi wytworzonej struktury światłowodu. W rezultacie na wyjściu z włókna wielomodowego mamy wiązkę o niskiej jakości przestrzennej w formie nieregularnych plamek świetlnych, przynajmniej tak jeszcze do niedawna się powszechnie uważało. Duże wartości dyspersji modowej charakterystyczne dla sporej części światłowodów wielomodowych dodatkowo zaburzają także informację zakodowaną w dziedzinie czasu, znacznie ograniczając możliwość dalszego wykorzystania tego typu włókien w szeregu praktycznych zastosowaniach. Co więcej, propagacja wiązki z udziałem wielu modów zarówno poprzecznych jak i podłużnych jest niezwykle złożonym procesem czasoprzestrzennym wymagającym do jego modelowania zaawansowanych narzędzi numerycznych, które w przeszłości były trudno dostępne lub wręcz niedostępne. Dlatego też, zainteresowanie światłowodami wielomodowymi szybko zaczęło słabnąć na początku lat 80-tych XX wieku wraz z pojawieniem się pierwszych włókien jednomodowych (*ang.* singlemode fibers, SMFs), zarówno jeżeli chodzi o ich wykorzystanie w badaniach naukowych, jak i w zastosowaniach przemysłowych, przez co nieliniowe właściwości światłowodów wielomodowych pozostały w znacznym stopniu niezbadane. Włókna jednomodowe zapewniają bowiem szerokie pasmo przenoszenia oraz wysoką jakość przestrzennej wiązki dostarczanego światła. Ponadto, propagację wiązki w jednym modzie poprzecznym można opisać z uwzględnieniem jedynie czasowej dynamiki, a zatem używając znacznie prostszych, jednowymiarowych (1D) modeli matematycznych.

W szeregu istotnych rozwiązaniach technologicznych we współczesnym świecie wykorzystuje się obecnie właśnie światłowody jednomodowe. Włókna te mają jednak poważną wadę, a mianowicie ich niewielkie pole modowe w połączeniu z niskim progiem uszkodzenia znacznie zmniejsza możliwą do osiągnięcia energię wyjściową, ograniczając tym samym możliwości wykorzystania zbudowanych z nich wzmacniaczy światłowodowych, impulsowych laserów światłowodowych czy źródeł światła typu superkontinuum do zastosowań wymagających ekstremalnie dużych mocy. Istnieją wprawdzie tzw. światłowody o dużym polu modowym (*ang.* large mode area fibers, LMA fibers), które zachowują wysoką jakość przestrzenną wiązki

wyjściowej, jednak jej propagacja jest zwykle niestabilna, gdyż zależy od względnej fazy pomiędzy modem podstawowym a modami wyższych rzędów (*ang.* high-order modes, HOMs). Ponadto, praca lasera światłowodowego zbudowanego z włókien o dużym polu modowy jest podatna na wpływ niestabilności modowych, pogarszających koherencję przestrzenną dostarczanych wiązek [7]. W obecnie stosowanych systemach telekomunikacyjnych używanie włókien jednomodowych ogranicza natomiast możliwość do osiągnięcia przepustowości transmisji danych, która według przewidywań ekspertów ma zostać osiągnięta w najbliższej przyszłości.

Wobec powyższych wyzwań współczesnego świata, zainteresowanie światłowodami wielomodowymi, które pozwalają na jednoczesne przenoszenie wielu modów o różnych kształtach przestrzennych i różnych stałych propagacji, powróciło po 2005 r. w związku z potrzebą opracowania nowych rozwiązań w systemach telekomunikacji opartych na multipleksowaniu przestrzennym, a od 2010 r. także w kontekście głębszego zrozumienia wzajemnego oddziaływania pomiędzy tymi modami i jego skutków, powodując wykładniczy wzrost liczby publikacji oraz ich cytowań notowany z każdym kolejnym rokiem [patrz dane ze strony Web of Science].

Światłowody wielomodowe wprowadzając dodatkowy stopień swobody do procesu propagacji fal optycznych oferują możliwość potencjalnego odkrycia nowych nieliniowych zjawisk fizycznych, a w dalszej kolejności opracowania nowych rozwiązań technologicznych daleko wykraczających poza dziedzinę komunikacji. W istocie, wykorzystanie czasoprzestrzennych efektów nieliniowych może otworzyć nową perspektywę w rozwoju bardziej zaawansowanych światłowodowych źródeł laserowych oraz systemów obrazowania wysokorozdzielczego. Nowatorskie rozwiązania pozwalające na generację nowych, „egzotycznych” długości fal, nowych kształtów przestrzennych, a także pozwalające na dalsze skalowanie mocy dostarczanej wiązki, mogą także zostać opracowane. Pomimo, znacznego postępu w zrozumieniu i kontrolowaniu fal wielomodowych poczynionego w ostatnich latach, ich praktyczne zastosowanie nadal jednak wymaga dalszych intensywnych prac badawczo-rozwojowych. Wynika to z, stanowiącej niemałe wyzwanie, bardzo dużej złożoności procesów z udziałem dużej liczby modów. Niezwykle pomocne są tutaj najnowsze postępy w rozwoju prac teoretycznych oraz nowych modeli obliczeniowych [8], takie jak opracowanie efektywnych metod modelowania numerycznego propagacji impulsów w falowodach wielomodowych, wśród których metoda oparta na uogólnionym wielomodowym nieliniowym równaniu Schrödingera (*ang.* GMMNLSE) wydaje się być szczególnie interesująca. Pozwala ona bowiem na dogłębną analizę zjawisk obserwowanych w eksperymentach, co jest niezbędne biorąc pod uwagę, iż przy wzbudzeniu dużej liczby modów w zasadzie wszystkie te mody mogą wzajemnie między sobą oddziaływać. Czyni to fizykę koncepcyjnie trudną, ale z drugiej strony niezwykle interesującą z punktu widzenia badań podstawowych.

W istocie, światłowody wielomodowe stanowią doskonałe narzędzie do badania procesów zbiorowych opartych na złożonych wzajemnych powiązaniach pomiędzy licznymi pojedynczymi elementami, w którym można w sposób kontrolowany uwzględnić takie parametry jak nieliniowość, dyssypację czy nieuporządkowanie. Światłowody wielomodowe oferują zatem bogactwo nowych potencjalnych zjawisk gotowych do odkrycia, których nie da się przewidzieć w oparciu o propagację poszczególnych modów. Spośród pierwszych, od czasu ponownego zainteresowania się włóknami wielomodowymi, odkryć należy wymienić np. eksperymentalną demonstrację przez grupę F. Wise’a [9], teoretycznie przewidzianego już kilkadziesiąt lat temu, wielomodowego solitonu, czyli krótkiego impulsu rozchodzącego się z jedną prędkością grupową, powstałego w wyniku zbalansowania efektu dyspersji modowej nieliniowym sprzężeniem pomiędzy wieloma modami. Niedługo potem zademonstrowano także generację fal dyspersyjnych wynikającą z obecności tychże solitonów wielomodowych

[10], a następnie możliwość spektralnego kształtowania superkontinuum dzięki jego czasoprzestrzennej naturze [11]. Interakcje między solitonami wielomodowymi były natomiast badane numerycznie przez grupę G. P. Agrawal'a [12]. Szeroki przegląd prac przeprowadzonych na przestrzeni ostatnich ponad dziesięciu lat przez różne grupy badawcze z całego świata włączając mój własny wkład w tę dziedzinę nauki został przedstawiony w [11-KK].

## **Omówienie wyników moich badań**

### **Zjawisko samoorganizacji światła wywołane efektem Kerr'a**

Fizyka systemów złożonych została zainspirowana obserwacją wzajemnego oddziaływania pomiędzy wieloma pojedynczymi elementami, prowadzącego do powstania efektów zbiorowych o charakterze nie dającym się bezpośrednio wytłumaczyć rozpatrując te elementy indywidualnie. Jako przykład można wymienić tutaj zjawisko przejścia fazowego z cieczy do ciała stałego, które jest widoczne na makroskopowym poziomie oddziaływania grupy cząsteczek i nie da się w pełni zrozumieć na podstawie mikroskopowego obrazu z badania tych cząsteczek pojedynczo. W tym kontekście, na przestrzeni ostatnich lat uwagę naukowców, zajmujących się optyką i fotoniką, przyciągnęła złożoność natury światła. W ośrodkach objętościowych a także w falowodach z materiałów dielektrycznych, fale świetlne mogą rozchodzić się z udziałem wielu modów przestrzennych, których wzajemne oddziaływanie może być wywołane przez nieliniową odpowiedź tych ośrodków.

Światłowody wielomodowe stanowią tutaj idealną platformę do badania nieliniowej złożoności światła, gdyż ograniczając propagację do małego obszaru pozwalają na efektywne oddziaływanie pomiędzy propagującymi się modami wskutek nieliniowości trzeciego rzędu. Jak wspomniano powyżej, światło ulega randomizacji we włóknach wielomodowych, ilekroć jest ono prowadzone w dużej liczbie modów poprzecznych. W konsekwencji, jak się dotychczas uważało, wiązka lasera charakteryzująca się wysoką jakością przestrzenną na wejściu do światłowodu na jego wyjściu przyjmuje postać nieregularnych i niestabilnych plamek świetlnych w wyniku interferencji wielomodowej.

Mój eksperyment opisany w [3-KK] przełamuje jednak ten paradygmat pokazując, iż na wyjściu z włókna wielomodowego można uzyskać stabilną wiązkę o kształcie zbliżonym do modu podstawowego światłowodu. Zademonstrowałam bowiem, iż plamkowy charakter wielomodowej wiązki, podczas jej propagacji we włóknie o parabolicznym profilu współczynnika załamania lub podczas zwiększania mocy wejściowej powyżej określonej wartości progowej, może ulec samoorganizacji znacznie zmniejszającej tzw. szum modalny. Należy zauważyć, iż zjawisko to ma swoje źródło w nieliniowości światłowodu w odróżnieniu od dotychczasowych metod przestrzennego formowania światła opartych na wykorzystaniu skomplikowanych urządzeń do kontroli składu modalnego wiązki na wejściu i wyjściu włókna [13]. Należy także zauważyć, iż w zasadniczy sposób różni się ono od znanego zjawiska organizacji wiązki w wyniku efektu wymuszonego rozpraszania Raman'a lub wymuszonego rozpraszania Brillouin'a, w którym przesunięte w kierunku niższych częstotliwości fale Stokes'a są preferencyjnie generowane w modzie podstawowym światłowodu [3,14]. Omawiane tutaj zjawisko samoorganizacji wiązki następuje bowiem na długości fali samej pompy, w wyniku zależnej od intensywności zmiany współczynnika załamania światła (patrz część pt. *Fizyka zjawiska samoorganizacji Kerr'a*), przez co zostało ono nazwane i obecnie funkcjonuje w literaturze jako zjawisko samoorganizacji wiązki wywołanym efektem Kerr'a lub w skrócie samoorganizacja Kerr'a (*ang.* Kerr-induced beam self-cleaning or Kerr self-

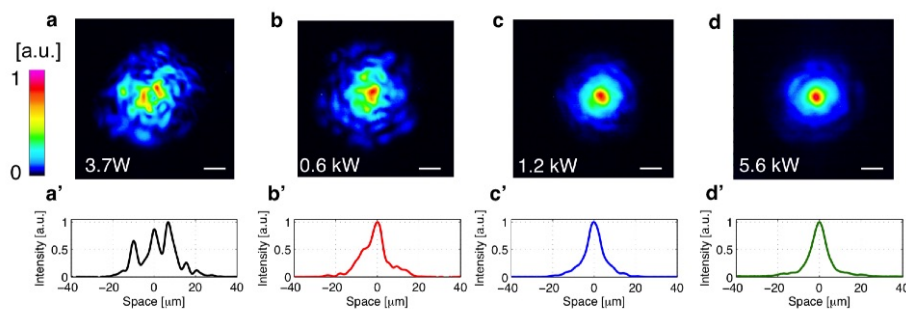
cleaning). Dowodzi ono, że światło samo w sobie ma zdolność do wyzwalania procesu samoorganizacji, który ponadto nie wymaga dużej mocy, gdyż następuje przed osiągnięciem progu mocy do generacji wymuszonego rozpraszania Raman'a, a także przed generacją jakiegokolwiek zjawiska wywołującego efekt poszerzenia widma lub konwersji częstotliwości. To nowe zjawisko jest zatem także zupełnie inne od efektu samoogniskowania wymagającego mocy szczytowych o kilka rzędów wielkości większych. Niezwykle istotnym z punktu widzenia praktycznych zastosowań jest również fakt, iż zjawisko samoorganizacji Kerr'a jest wyjątkowo odporne na obecność zaburzeń mechanicznych, takich jak ściskanie czy zginanie światłowodu, co jest sytuacją wyraźnie odmienną od tej, występującej w reżimie wielomodowej liniowej propagacji.

W dalszej części niniejszego cyklu publikacji omówię manifestację zjawiska samoorganizacji Kerr'a zarówno w tzw. bezstratnych układach światłowodowych [3-KK, 10-KK], jak i w światłowodowych układach dyssypacyjnych [4-KK]. Przedstawię ponadto dalszą charakterystykę tego intrygującego zjawiska, w tym jego dynamikę czasową [6-KK], spektralną [3-KK] oraz polaryzacyjną [8-KK], a następnie jego wykorzystanie w wybranych zastosowaniach [15-17]. Omówię także dotychczas sformułowane hipotezy dotyczące mechanizmów fizycznych odpowiedzialnych za generację zjawiska samoorganizacji Kerr'a [9-KK, 18, 19].

## **Eksperyment w światłowodowym układzie bezstratnym**

Eksperyment demonstrujący po raz pierwszy zjawisko samoorganizacji Kerr'a przeprowadziłam z wykorzystaniem dostępnego na rynku, standardowego światłowodu wielomodowego, to znaczy w tzw. układzie bezstratnym [3-KK]. Użyte włókno miało średnicę rdzenia 52  $\mu\text{m}$ , aperturę numeryczną 0,205 oraz paraboliczny profil współczynnika załamania. Do takiego włókna o długości 12 m wprowadziłam gaussowską wiązkę z lasera Nd:YAG emitującego impulsy światła o czasie trwania 900 ps i częstotliwości repetycji 30 kHz na długości fali 1064 nm, w sposób pozwalający na wzbudzenie dużej liczby modów przestrzennych.

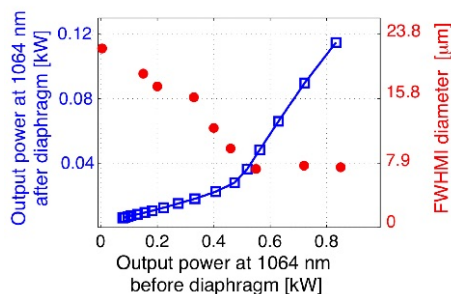
Rysunek 1 przedstawia zjawisko samoorganizacji Kerr'a widoczne jako zmiana przestrzennego kształtu wiązki. Panele (a)-(d) na Rys.1 pokazują przestrzenną strukturę wiązki zarejestrowaną w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu na długości fali 1064 nm dla różnych wartości wyjściowych mocy szczytowych ( $P_{pp}$ ). Natomiast, panele (a')-(d') na Rys.1 przedstawiają profile przekrojów poprzecznych tych obrazów. Jak można zaobserwować, przy stosunkowo małych mocach ( $P_{pp} = 3,7 \text{ W}$ ), czyli w reżimie propagacji liniowej, gaussowska wiązka na wejściu do światłowodu przyjmuje postać losowych plamek będących wynikiem wzbudzenia wielomodowego (patrz Rys.1(a) i (a')). Podczas zwiększania mocy pompy przestrzenny kształt wiązki wyjściowej ulega natomiast stopniowej zmianie od wysoce nieregularnego kształtu do regularnej formy zawierającej jedną centralną plamkę o średnicy zbliżonej do średnicy modu podstawowego światłowodu, otoczoną plamkową strukturą o małej mocy w postaci szczątkowego tła (patrz Rys.1 (d) i (d')). Efekt ten zanika po obniżeniu mocy wejściowej poniżej wartości progowej i może zostać przywrócony po ponownym zwiększeniu mocy wejściowej wiązki.



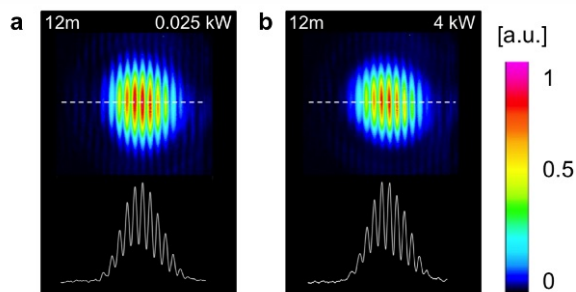
Rys.1 (a-d) Zmiana przestrzennego kształtu wiązki w funkcji wyjściowej mocy szczytowej  $P_{pp}$ , zmierzona na długości fali 1064 nm w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu wielomodowego o parabolicznym profilu współczynnika załamania (intensywności znormalizowane do lokalnego maksimum). Pasek skali: 10  $\mu\text{m}$ ; (a'-d') Profile przekroju poprzecznego wzdłuż osi x ( $y=0$ ). Długość włókna: 12m. Reprodukowane z [3-KK].

Widzimy zatem, iż jak zostało wspomniane powyżej to nowe zjawisko nazwane zjawiskiem samoorganizacji Kerr'a faktycznie ma zdolność do znacznej poprawy jakości przestrzennej wiązki na wyjściu ze światłowodu wielomodowego, a także zwiększenia jej jasności. Wskazuje na to prawie trzykrotny spadek średnicy tej wiązki mierzonej w połowie maximum intensywności w bliskim polu dyfrakcyjnym (patrz czerwone kółka na Rys.2) a także spadek jej parametru  $M^2$  (niepokazanego tutaj). Punkty oznaczone niebieskimi kwadratami na Rys.2 pokazują natomiast ile mocy mierzonej na długości fali pompy (1064 nm) znajduje się w centralnej części wiązki wyjściowej w obszarze o średnicy 12  $\mu\text{m}$  i jak ta wartość zmienia się w funkcji całkowitej mocy wyjściowej. Widać wyraźnie, że moc skoncentrowana w środku wiązki początkowo rośnie liniowo aż do osiągnięcia progu mocy dla generacji zjawiska samoorganizacji Kerr'a, przy którym następuje nagły ponad 5-krotny wzrost nachylenia tego trendu. Jego dalszy liniowy charakter sugeruje natomiast ustanowienie nowego stanu równowagi w rozkładzie energii pomiędzy modem podstawowym a modami wyższych rzędów w światłowodzie.

W celu zbadania czy zaobserwowana redystrybucja mocy w kierunku środka wiązki nie wynika ani z dodatkowych strat podczas propagacji światła we włóknie, ani z utraty jego spójności przestrzennej ani czasowej (tj. konwersji częstotliwości) przeprowadziliśmy eksperyment Young'a z podwójną szczeliną. Jak zostało pokazano na Rys.3, otrzymaliśmy prążki interferencyjne o podobnym kontraście wynoszącym około 70%, zarówno w sytuacji z plamkami świetlnymi (patrz Rys.3(a)) jak i w nieliniowym reżimie samoorganizacji Kerr'a (patrz Rys.3(b)).

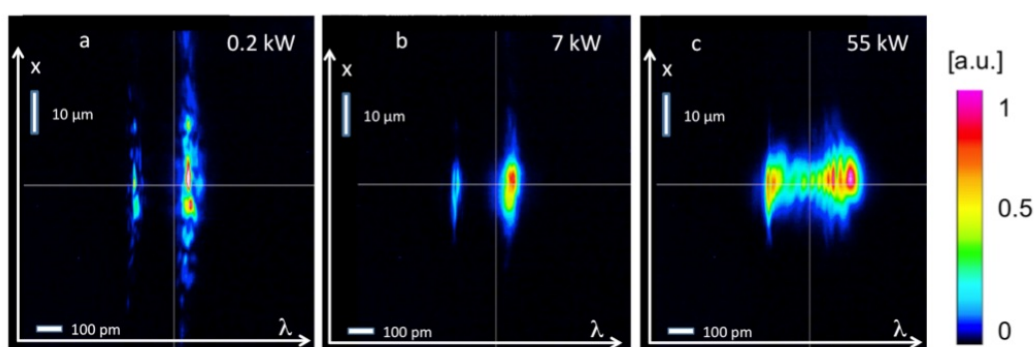


Rys.2 (niebieskie kwadraty) Moc wyjściowa wiązki w funkcji całkowitej mocy wyjściowej, zmierzona na długości fali 1064 nm w centralnej części włókna; (czerwone kółka) Wartość średnicy wiązki wyjściowej, zmierzona w połowie maksymalnej intensywności na długości fali 1064 nm. Reprodukowane z [3-KK].



Rys.3 Przykłady interferencji zmierzonej w bliskim polu dyfrakcyjnym przy pomocy dwuszczylnowego układu Young'a w reżimie propagacji liniowej (przy  $P_{pp} = 0.025 \text{ kW}$ ) oraz (b) w reżimie zjawiska samoorganizacji Kerr'a (przy  $P_{pp} = 4 \text{ kW}$ ); Reprodukowane z [3-KK].

Następnie, zbadaliśmy, jak zmienia się widmo podczas samoorganizacji Kerr'a przy wykorzystaniu specjalnie do tego celu zbudowanego wysokorozdzielczego układu tzw. spektroskopu dyspersyjnego pozwalającego na jednoczesny pomiar widma i odpowiadającego mu rozkładu przestrzennego wiązki. Wyniki otrzymane przy zwiększającej się wyjściowej mocy szczytowej zostały przedstawione na Rys.4. Widać na nim, że przy małych mocach (patrz Rys.4(a)) widmo na wyjściu ze światłowodu składa się z pojedynczego silnego modu podłużnego lasera pompy, któremu towarzyszy znacznie słabszy szcztakowy drugi mod podłużny, przesunięty o około 200 pm w stronę krótszych długości fali. W przestrzeni natomiast zgodnie z oczekiwaniami, wiązka przybiera postać rozciągniętych plamek świetlnych powstałych wskutek liniowej propagacji wielomodowej. Jednak, wraz ze wzrostem mocy pompy, następuje relokacja mocy w kierunku środka światłowodu przy, co należy tutaj podkreślić, niezmiennym kształcie widma (patrz Rys.4(b)). Przy dalszym wzroście mocy pompy, widmo ulega poszerzeniu wskutek nieliniowego efektu samomodulacji fazy zachowując uprzednio „oczyszczony” kształt przestrzenny wiązki (patrz Rys.4(c)). W tym eksperymencie został użyty krótszy, 3-metrowy światłowód, dlatego przedstawione na Rys.4 wartości mocy wymagane do obserwacji zjawiska samoorganizacji Kerr'a są wyższe. Należy zauważyć, iż analogicznie do efektu Kerr'a we włóknach jednomodowych także tutaj zjawisko samoorganizacji Kerr'a można uzyskać dla różnych długości światłowodu i wartości mocy pompy pod warunkiem, że ich iloczyn pozostaje niezmienny.

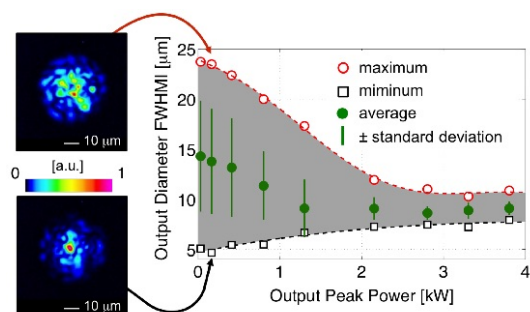


Rys.4 Spektralno-rozdzielczy pomiar profilu przestrzennego wiązki wyjściowej dla wyjściowych mocy szczytowych równych (a)  $P_{pp} = 0.2$  kW, (b)  $P_{pp} = 7$  kW (reżim samoorganizacji Kerr'a) i (c)  $P_{pp} = 55$  kW. Intensywności znormalizowane do lokalnego maksimum. Długość włókna: 3m. Reprodukowane z [3-KK].

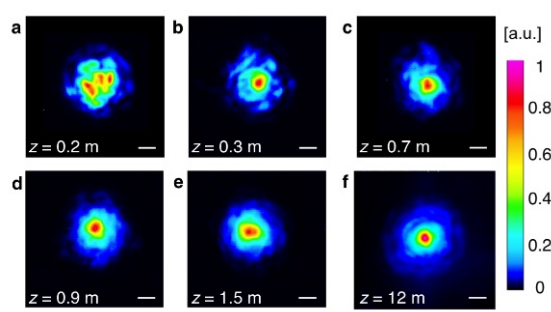
W celu zbadania wpływu różnych warunków wejściowych na zjawisko samoorganizacji Kerr'a, przeprowadziliśmy także statystyczną analizę opartą na 1000 powtórzeniach, w której mierzyliśmy, jak zmienia się średnica wiązki na wyjściu ze światłowodu pod wpływem zmiany rozkładu modów na jego wejściu, przy zachowaniu stałej mocy pompy wprowadzanej do włókna. Warunki wejściowe zmienialiśmy na dwa różne sposoby albo poprzez obrót polaryzacji liniowej wiązki, albo poprzez delikatną zmianę kąta wprowadzania wiązki do światłowodu. Procedurę tę powtórzyliśmy dla różnych mocy pompy. Wyniki zostały przedstawione na Rys.5. Pokazują one, że w reżimie liniowej propagacji wiązka charakteryzuje się znacznymi zmianami w wartościach jej średnicy, co wynika z jej niestabilności i możliwego występowania skrajnie różnych konfiguracji w rozkładzie plamek świetlnych pod wpływem zmiennych warunków wejściowych. Należy jednak zauważyć, że przy dużych mocach (tj. powyżej 2 kW) widoczny jest znaczny spadek wartości odchylenia standardowego, wskazujący na dużą stabilność zjawiska samoorganizacji Kerr'a, które ponadto słabo zależy od zmiany warunków wejściowych.

Aby uzyskać głębszy wgląd w proces samoorganizacji Kerr'a, przeprowadziłam również pomiary pokazujące przestrzenne kształtowanie się wiązki podczas jej propagacji w

światłowodzie, za pomocą tzw. metody „cut-back”. Wyniki przedstawione na Rys.6 pokazują, że pomimo stosunkowo dużej mocy pompy użytej w tym eksperymencie (44kW), w pierwszych kilkunastu centymetrach włókna światło nadal jest prowadzone w wielu modach poprzecznych tworząc plamki świetlne (patrz Rys.6(a)). Wzór ten następnie ulega przekształceniu podczas propagacji wiązki w sposób podobny do tego, co zostało omówione powyżej przy wzroście mocy pompy, co dowodzi, że w istocie zjawisko samoorganizacji Kerr’a wymaga obecności wzbudzenia wielomodowego.



Rys.5 Uśrednione wartości średnicy wiązki w funkcji mocy wyjściowej obliczone na podstawie 1000 pomiarów dla różnych warunkach wejściowych. Panele: przykłady dwóch skrajnie różnych kształtów przestrzennych zarejestrowanych w bliskim polu dyfrakcyjnym dla  $P_{pp} = 0.1$  kW. Długość włókna: 12 m. Reprodukowane z [3-KK].



Rys.6 Zmiana przestrzennego kształtu wiązki o mocy  $P_{pp} = 44$  kW w funkcji odległości propagacji  $z$ , zmierzona na długości fali 1064 nm w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu wielomodowego o parabolicznym profilu współczynnika załamania (Intensywności znormalizowane do lokalnego maksimum). Pasek skali: 10  $\mu$ m. Reprodukowane z [3-KK].

Na koniec, warto również wspomnieć, że nasze dalsze eksperymenty, które nie zostaną tutaj omówione [20], pokazały, że wiązka wielomodowa może ulec samoorganizacji również w kierunku modów innych niż mod podstawowy światłowodu. Mianowicie, zmieniając warunki początkowe wprowadzania wiązki do włókna, a zatem zmieniając rozkład modów i nieliniowe sprzężenie pomiędzy nimi, możliwe jest zaobserwowanie na wyjściu ze światłowodu kształtu przestrzennego przypominającego mody niższych rzędów.

## Eksperyment w światłowodowym układzie dyssypacyjnym

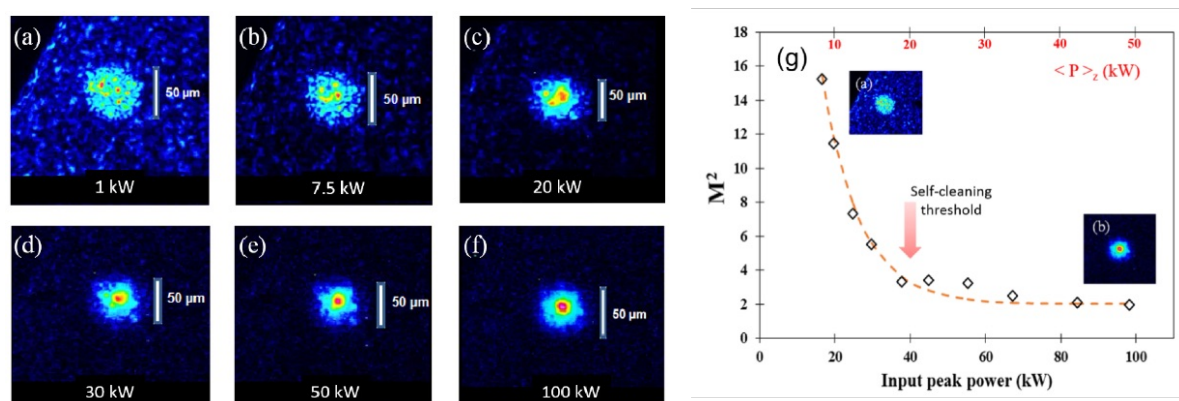
W tej części cyklu publikacji odpowiem na pytanie czy zjawisko samoorganizacji Kerr’a po raz pierwszy zademonstrowane przeze mnie w krzemionkowym światłowodzie wielomodowym o parabolicznym współczynniku załamania, czyli w tzw. układzie bezstratnym o znikomej absorpcji, może także zostać zaobserwowane we włóknach domieszkowanych jonami ziem rzadkich, zwłaszcza biorąc pod uwagę, iż obecnie dostępne na rynku światłowody aktywne mają raczej skokowy niż paraboliczny profil współczynnika załamania.

Nasze wyniki eksperymentalne, które zostały zaprezentowane w [4-KK] pokazują, że owszem zjawisko samoorganizacji Kerr’a może również wystąpić w układach silnie dyssypacyjnych, co też zademonstrowaliśmy w dwóch różnych konfiguracjach z użyciem 3 metrowego włókna wielomodowego domieszkowanego jonami iterbu z podwójnym płaszczem i o średnicy rdzenia 50  $\mu$ m. W pierwszej konfiguracji zwanej pasywną lub stratną, propagacja wiązki odbywała się bez udziału pompy a zatem wykazywała silne straty absorpcyjne. W drugiej konfiguracji natomiast aktywne włókno było pompowane diodą laserową i tą konfigurację będziemy nazywać konfiguracją aktywną ze względu na obecność wzmocnienia optycznego. Należy ponadto zauważyć, iż jak zostało wspomniane chociaż w użytym tutaj włóknie profil

współczynnika załamania był skokowy, to zawierał on jednak szczątkowy quasi-paraboliczny fragment w środku rdzenia, a rozkład domieszkowania iterbu w rdzeniu był równomierny.

W obu wymienionych konfiguracjach jako wiązkę sygnałową użyliśmy lasera Nd:YAG dostarczającego impulsy na długości fali 1064 nm o czasie trwania 500 ps i częstotliwości repetycji 500 Hz, który wprowadziliśmy do włókna iterbowego w sposób pozwalający na wzbudzenie dużej ilości modów. Zmiana kształtu wiązki mierzona w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu dla różnych mocy sygnału jest przedstawiona na Rys.7. Jak widać, pomimo znacznej wartości tłumienia wynoszącej około 7,3 dB (2,44 dB/m dla długości fali 1064 nm) oraz nieparabolicznego profilu współczynnika załamania, nadal możemy zaobserwować zjawisko samoorganizacji wiązki z początkowo silnie plamkowej struktury przy małych mocach (patrz Ryc.7(a)) do regularnej formy o kształcie dzwonu otoczonego resztkowym wielomodowym tłem (patrz Rys.7(f)), wraz ze znacznym spadkiem parametru  $M^2$  tej wiązki (patrz Rys.7(g)).

Warto zauważyć, iż w odróżnieniu od przypadku bezstratnej propagacji w standardowym pasywnym włóknie wielomodowym tutaj na wejściu do światłowodu aktywnego wzbudzone zostały nie tylko mody poprzeczne mogące się propagować w rdzeniu, ale także tzw. mody wyciekające do płaszcza. Ponadto, w reżimie nieliniowej propagacji w wyniku samoorganizacji Kerr'a, nastąpił prawie dwukrotny wzrost mocy prowadzonej w rdzeniu światłowodu równocześnie ze spadkiem stopnia sprzężenia mocy do wyciekających modów wyższych rzędów przy zachowanej całkowitej transmisji mocy (rdzeń + płaszcz) podczas propagacji wiązki w światłowodzie.

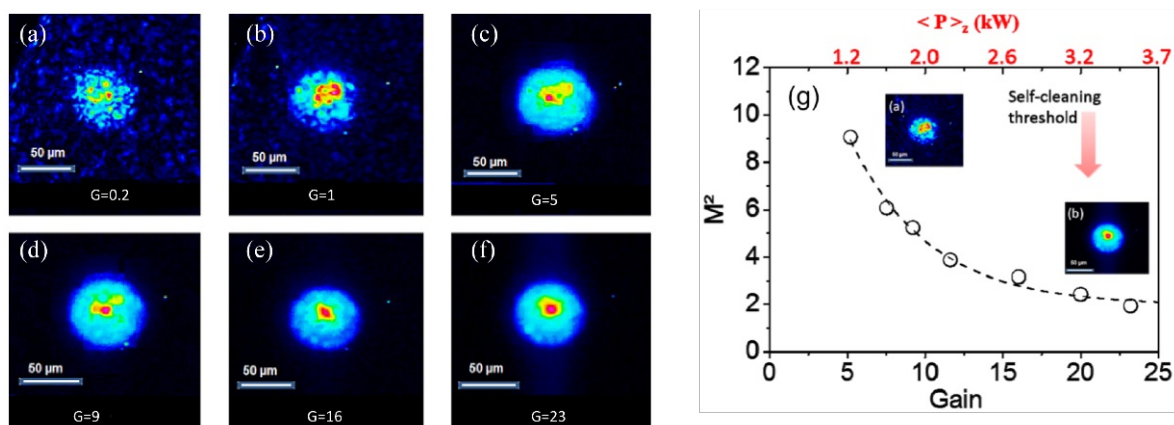


Rys.7 (a-f) Kształt przestrzenny zarejestrowany w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu z podwójnym płaszczem domieszkowanego jonami Iterbu dla różnych wartości wejściowej mocy szczytowej ( $P_{in}$ ) przy wyłączonej wiązce pompującej. (g) Pomiar parametru  $M^2$  w funkcji mocy wejściowej  $P_{in}$ . Reprodukowane z [4-KK].

Z wykorzystaniem drugiej konfiguracji zbadaliśmy następnie rolę wzmocnienia w procesie samoorganizacji Kerr'a, co jest bardziej interesujące z punktu widzenia potencjalnego zastosowania tego zjawiska do budowy laserów i wzmacniaczy światłowodowych w oparciu o włókna wielomodowe. Zmniejszyliśmy zatem poziom mocy sygnału do stałej stosunkowo niewielkiej wartości równej 0,5 kW i włączyliśmy pompowanie aktywnego włókna za pomocą diody laserowej emitującej w reżimie fali ciągłej na długości fali 940 nm. Na wyjściu światłowodu zastosowaliśmy filtr o szerokości spektralnej 3 nm na centralnej długości fali 1064 nm, w celu pomiaru tylko wzmocnionej wiązki sygnałowej. Rysunek 8 przedstawia przestrzenne kształtowanie się wiązki sygnałowej zarejestrowane w bliskim polu dyfrakcyjnym pod wpływem wzrostu wzmocnienia optycznego (G), definiowanego jako stosunek średniej mocy wyjściowej do mocy wprowadzonej do światłowodu. Uzyskana modyfikacja struktury przestrzennej wiązki na wyjściu ze światłowodu jest bardzo podobna do tej, która została

zaobserwowana uprzednio w konfiguracji pasywnej (bez pompy), a zatem także i do tej obserwowanej w bezstratnym układzie standardowego włókna wielomodowego o parabolicznym współczynniku załamania. Ponadto, także i w tym przypadku zaobserwowaliśmy spadek parametru  $M^2$  z wartości 9 do wartości 2 (Rys.8(g)) co potwierdza znaczną poprawę jakości przestrzennej badanej wiązki uzyskaną w procesie samoorganizacji Kerr'a, którą otrzymaliśmy przy wzmacnieniu równym około  $G = 20$  i przy szczytowej mocy wiązki sygnałowej wynoszącej zaledwie 0,5 kW. Dla porównania, w konfiguracji pasywnej, bez pompy, obserwacja zjawiska samoorganizacji Kerr'a wymagała mocy szczytowej sygnału wynoszącej aż 40 kW, czyli wartości około pięć razy większej niż w przypadku bezstratnego włókna o parabolicznym współczynniku załamania o podobnej długości i średnicy rdzenia.

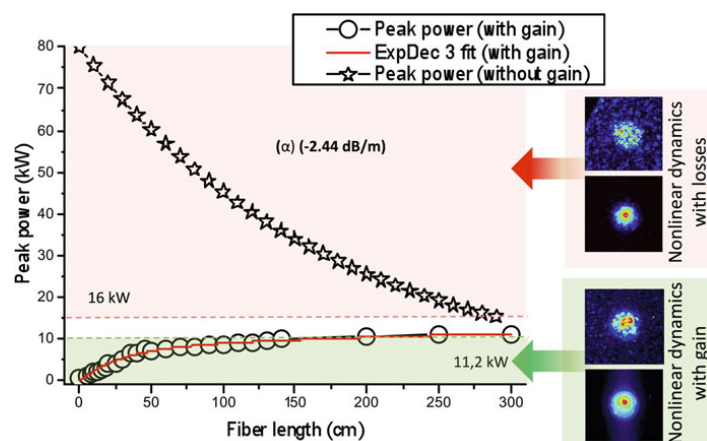
Należy jednak podkreślić, iż porównując próg mocy wyrażony jako moc uśredniona na drodze propagacji ( $\langle P \rangle_z$ ), jego wartość znacząco maleje (około sześciokrotnie) w wyniku wzmacnienia w stosunku do układu bez użycia pompy, co oznacza, że wzmacnienie znacznie ułatwia obserwację zjawiska samoorganizacji Kerr'a.



Rys.8 (a-f) Kształt przestrzenny zarejestrowany w bliskim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu z podwójnym płaszczem domieszkowanego jonami Iterbu dla różnych wartości wzmacnienia ( $G$ ) przy włączonej wiązce pompującej. (g) Pomiar parametru  $M^2$  w funkcji  $G$ . Reprodukowane z [4-KK].

Warto ponadto zauważyć, że jeśli porównamy progową wartość mocy przy której obserwujemy zjawisko samoorganizacji Kerr'a wyrażoną w postaci mocy na wyjściu ze światłowodu, obie wartości uzyskane w eksperymencie z włóknem aktywnym zarówno w konfiguracji z jak i bez wzmacnienia (pompowania) są praktycznie takie same (patrz Rys.9), a co istotne także zbliżone do wartości otrzymanej w przypadku omówionego w poprzedniej części pasywnego światłowodu wielomodowego o parabolicznym współczynniku załamania [21]. Podobnie, także i tutaj w obu eksperymentach z włóknem aktywnym nie zaobserwowaliśmy żadnego nieliniowego poszerzenia się widma towarzyszącego przestrzennemu przekształcaniu się wiązki.

Podsumowując można powiedzieć, iż zjawisko samoorganizacji Kerr'a ma bardziej uniwersalny charakter, niż początkowo sądzono, gdyż jak pokazują przedstawione wyniki naszych eksperymentów, zjawisko to nie ogranicza się jedynie ani do układów ściśle bezstratnych, ani do światłowodów o czysto parabolicznym profilu współczynnika załamania.



Rys.9 Porównanie zmiany wartości mocy wzdłuż światłowodu domieszkowanego jonami Iterbu w układzie bez i z wzmocnieniem prowadzące w obu przypadkach do zjawiska samoorganizacji wiązki. Reprodukowane z [21].

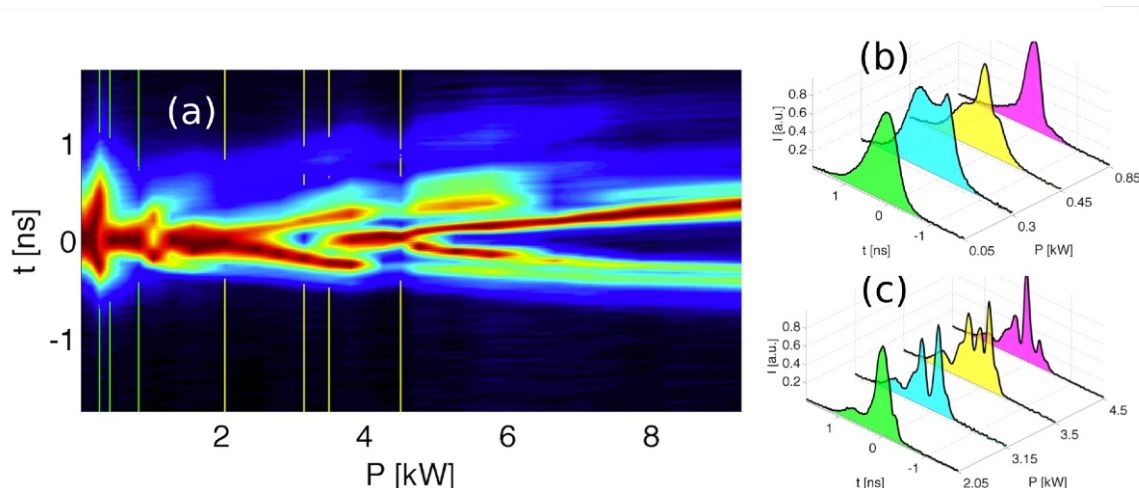
### Czasowa dynamika zjawiska samoorganizacji Kerr'a w światłowodowym układzie bezstratnym

Z uwagi na fakt, iż samoorganizacja Kerr'a jest nieliniowym zjawiskiem czasoprzestrzennym, w swoich pracach zajęłam się także badaniem dynamiki czasowej tego procesu. Przeprowadzony przeze mnie eksperyment pokazał, iż jak zostało omówione w [6-KK], efektowi przestrzennego przekształcania się wiązki towarzyszy jednoczesna zmiana profilu czasowego. Mianowicie, pokazałam, iż dla mocy nieco powyżej wartości progowej przy której obserwujemy zjawisko samoorganizacji Kerr'a, początkowo subnanosekundowy impuls może ulec nawet czterokrotnemu skróceniu, co w naturalny sposób wiąże się ze zwiększeniem jego mocy szczytowej.

Pomiar czasowego kształtu ciągu impulsów na wyjściu ze światłowodu wielomodowego został wykonany przy użyciu 20 GHz ultraszybkiego oscyloskopu i fotodiody, na którą padała wiązka pochodząca z centralnego obszaru badanej wiązki o wymiarach odpowiadających średnicy modu podstawowego światłowodu po uprzedniej filtracji z użyciem 3-nm filtra na centralnej długości fali 1064 nm. Rysunek 10 przedstawia zbiór zarejestrowanych przebiegów czasowych dla różnych wartości mocy pompy. Na podstawie tych danych, możemy zauważyć, że zmiana profilu czasowego zaczyna być widoczna już dla mocy powyżej 0,3 kW, czyli dla wartości poniżej, 1 kW, progu przestrzennej samoorganizacji Kerr'a, co oznacza, że efekt nieliniowego sprzężenia pomiędzy modami rozpoczyna się wcześniej niż możemy zaobserwować na kamerze jako zmiana przestrzennego kształtu badanej wiązki.

Należy zwrócić uwagę, iż wpływ dyspersji chromatycznej i modalnej na propagację impulsów jest w tym przypadku znikomy ze względu na długi czas trwania impulsu wejściowego (740 ps) oraz dość krótki światłowód. Przy dalszym zwiększaniu mocy pompy do 0,8 kW, obserwujemy formowanie się prawie dwukrotnie krótszego pojedynczego piku w środku obwiedni czasowej osadzonego na skrzydłach o małej mocy. Przy ponownym zwiększaniu mocy wejściowej, następuje dalsze czasowe przekształcanie się impulsu, które powtarza się w sposób cykliczny złożony z trzech następujących po sobie etapów, poszerzenia widma, utworzenia się dołka w środku impulsu, i na koniec uformowania się piku o coraz to krótszym czasie trwania. Przy mocy wynoszącej 4,5 kW czas trwania impulsu na wyjściu ze światłowodu maleje ponad czterokrotnie do wartości zaledwie 175 ps, powodując około dwukrotny wzrost mocy szczytowej (połowa energii pozostaje w piedestale profilu czasowego). Dla mocy powyżej

5 kW następuje natomiast generacja efektu wymuszanego rozpraszania Raman'a i uformowanie się typowej „dziury” w badanym profilu czasowym. Warto jednak zauważyć, iż znaczny transfer energii z wiązki pompy do nowej fali Stokes'a, nie zakłóca uprzednio „oczyszczonego” w wyniku zjawiska samoorganizacji Kerr'a kształtu przestrzennego wiązki na długości fali pompy.

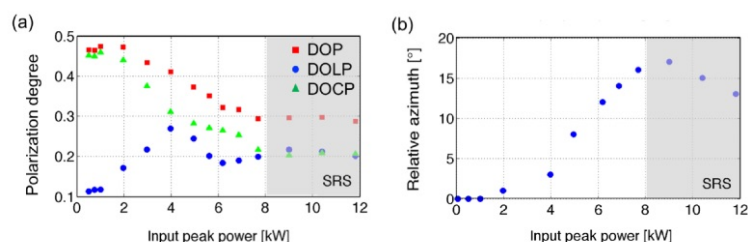


Rys.10 (a) Zmiana profilu czasowego wiązki na wyjściu ze światłowodu wraz ze wzrostem wejściowej mocy szczytowej. (b,c) Profile czasowe dla wybranych mocy szczytowych oznaczonych liniami pionowymi na panelu (a). Reprodukowane z [6-KK].

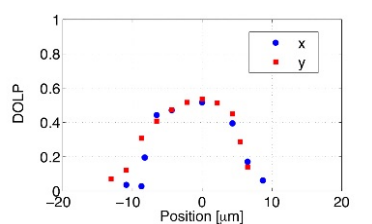
Opisaną okresowo powtarzającą się czasoprzestrzenną dynamikę nieliniową można zrozumieć w oparciu o teoretyczną koncepcję tzw. samoprzełączania się modów w układach z nieliniowym sprzężeniem pomiędzy modami, w naszym przypadku pomiędzy modem podstawowym a modami wyższych rzędów. Różne fragmenty obwiedni impulsu reprezentując różne wartości chwilowej mocy powodują przełączanie pomiędzy modami zależne od wartości ich mocy. Kiedy moc chwilowa osiągnie wartość wystarczająco dużą, aby nastąpiło przejście do modu podstawowego, moc w środku wiązki zostaje zwiększona. Tendencja ta nasila się, w procesie samoorganizacji Kerr'a wskutek zwiększania się udziału modu podstawowego kosztem modów wyższych rzędów, co może tłumaczyć obserwowany efekt skrócenia czasu trwania impulsu. W miarę dalszego wzrostu mocy pompy skrzydła impulsu mają już na tyle dużą moc, aby doświadczyć transferu do modu podstawowego, natomiast moc w środku impulsu jest już na tyle wysoka, że następuje jej przekierowanie do modów niższych rzędów powodując zagłębienie w środku obwiedni impulsu. Opisany tutaj proces przekształcania się profilu czasowego impulsu jest uniwersalnym zachowaniem obserwowanym w przeszłości np. w przypadku nieliniowego samoprzełączania pomiędzy modami w dwumodowym światłowodzie dwójłomnym [22].

Powyższą hipotezę potwierdziliśmy następnie w oparciu o zastosowanie nowej metody mapowania czasowego, która umożliwia pomiar kształtu przestrzennego wiązki w danej chwili czasu z rozdzielczością około pikosekundy [23]. Mianowicie, metoda ta pozwoliła nam na eksperymentalne zademonstrowanie w czasie rzeczywistym istnienia procesu okresowej chwilowej wymiany energii pomiędzy modami (w szczególności pomiędzy modem podstawowym a modami wyższych rzędów) w światłowodzie wielomodowym podczas trwania zjawiska samoorganizacji Kerr'a.

## Polaryzacyjna dynamika zjawiska samoorganizacji Kerr'a w światłowodowym układzie bezstratnym



Rys.11 (a) DOLP (niebieskie kropki), DOP (czerwone kwadraty) oraz DOCP (zielone trójkąty) w funkcji wejściowej mocy szczytowej ( $P_{in}$ ); (b) Względna wartość azymutu polaryzacji liniowej w funkcji  $P_{in}$ . Szary obszar – reżim generacji wymuszonego rozpraszania Raman'a (SRS). Reprodukowane z [8-KK].



Rys.12 DOLP w funkcji poprzecznego położenia w wiązce wzdłuż osi x ( $y=0$ ) (niebieskie kropki) i osi y ( $x=0$ ) (czerwone kwadraty), przy  $P_{in}=4$  kW. Reprodukowane z [8-KK].

W tej części przedstawię wyniki moich badań związanych z dynamiką ewolucji stanu polaryzacji optycznej (*ang.* state of optical polarization, SOP) w procesie samoorganizacji Kerr'a, które zostały omówione w [8-KK].

Badania te przeprowadziłam w oparciu o pomiary uśrednionych w czasie i przestrzeni parametrów Stokes'a,  $S_0, S_1, S_2, S_3$ , zgodnie z klasyczną metodą pierwotnie zaproponowaną przez Stokes w 1852 r., która pozwala na obliczenie całkowitego stopnia polaryzacji wiązki (*ang.* total degree of polarization, DOP)  $DOP = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}/S_0$ , stopnia polaryzacji liniowej (*ang.* degree of linear polarization, DOLP)  $DOLP = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}/S_0$ , stopnia polaryzacji kołowej (*ang.* degree of circular polarization, DOCP)  $DOCP = S_3/S_0$ , oraz azymutu polaryzacji liniowej  $\tan(2\psi) = S_2/S_1$  [24].

W standardowych światłowodach, składowe polaryzacji propagujących się w nich modów są sprzężone liniowo w wyniku nieuniknionej obecności słabej losowej dwójłomności, spowodowanej występowaniem technologicznych niedoskonałości oraz zewnętrznych naprężeń. W konsekwencji, w reżimie liniowej propagacji wiązki, początkowo spolaryzowana liniowo na wejściu do włókna wiązka laserowa ulega stopniowej depolaryzacji (zmniejsza się jej parametr DOLP) podczas propagacji w tym włóknie.

Moje badania przedstawione na Rys.11(a) (niebieskie kropki) pokazują natomiast, iż wraz ze wzrostem mocy pompy, a zatem kiedy propagacja wiązki staje się nieliniowa, DOLP wiązki wielomodowej zaczyna wzrastać monotonicznie od wartości 0,1, uzyskanej wskutek depolaryzacji w reżimie propagacji liniowej, do wartości 0,26, osiągniętej przy przekroczeniu wartości progu mocy dla obserwacji zjawiska samoorganizacji Kerr'a ( $\sim 3$  kW), a następnie od wartości około 4 kW zaczyna ponownie maleć.

Taki proces początkowej repolaryzacji światła i 2,5-krotnego wzrostu wartości parametru DOLP można wytłumaczyć w oparciu o zjawisko samoorganizacji Kerr'a i wynikający z niego częściowy stabilny transfer mocy do modu podstawowego. Należy mieć przy tym na uwadze fakt, iż parametr SOP wiązki prowadzonej w modzie podstawowym jest stosunkowo niewrażliwy na występujące naprężenia zewnętrzne czy niedoskonałości technologiczne struktury światłowodu gdyż średnica modu podstawowego (około  $7,45 \mu\text{m}$ ) użytego w tym eksperymencie włókna jest znacznie mniejsza niż średnica rdzenia tego włókna ( $52 \mu\text{m}$ ). Późniejszy spadek wartości parametru DOLP przy wyższych mocach pompy może natomiast wynikać z pojawienia się znanego efektu tzw. nieliniowej rotacji polaryzacji w połączeniu z

czasowym uśrednianiem jego pomiaru; różne wartości mocy chwilowej czasowej obwiedni impulsu w różny sposób zmieniają wartość SOP wiązki powodując spadek wartości uśrednionego w czasie parametru DOLP. W istocie, jak zostało pokazane na Rys.11(b), wartość azymutu  $\psi$  głównej osi polaryzacji liniowej zaczyna rosnąć dla mocy pompy powyżej 4 kW. Warto wspomnieć, iż obserwowana tutaj nieliniowa rotacja polaryzacji została później wykorzystana do uzyskania synchronizacji modów w układzie laserów impulsowych zbudowanych ze światłowodów wielomodowych [25].

W kolejnej serii eksperymentów zmierzyłam przestrzenny rozkład wartości parametru DOLP w wiązce na wyjściu ze światłowodu po osiągnięciu zjawiska samoorganizacji Kerr'a. Wyniki uzyskane wzdłuż dwóch prostopadłych przekrojów poprzecznych struktury wiązki są zilustrowane na Rys.11. Pokazują one, iż w środku wiązki wartość parametru DOLP ma największą wartość wynoszącą około 0,6, potwierdzając fakt, że samoorganizacja Kerr'a może prowadzić do częściowej nieliniowej repolaryzacji wiązki wielomodowej. Zmierzyłam również wpływ średnicy wiązki na wejściu do światłowodu na dynamikę polaryzacji w reżimie propagacji nieliniowej. Uzyskane wyniki zostały przedstawiono na Rys.12, z odpowiadającymi im przestrzennymi obrazami bliskiego pola dyfrakcyjnego. Okazuje się, iż wartość parametru DOLP maleje wraz ze wzrostem średnicy wiązki wejściowej. Przy większej średnicy wiązki wprowadzanej do włókna następuje bowiem wzbudzenie większej ilości modów, a zatem także mniejszy udział modu podstawowego przy zachowaniu tej samej mocy wejściowej. W rezultacie wynikający ze zjawiska samoorganizacji Kerr'a transfer energii w kierunku modu podstawowego oraz związana z tym nieliniowa repolaryzacja są mniej wydajne, powodując mniejszy wzrost wartości parametru DOLP.

## Fizyka zjawiska samoorganizacji Kerr'a

Zjawisko samoorganizacji światła, które zaobserwowałam po raz pierwszy w 2017 r. w krzemionkowych włóknach wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania, pompowanych subnanosekundową wiązką na długości fali 1064 nm, zostało następnie odtworzone i badane przez wiele innych grup na świecie w eksperymentach z użyciem laserów dostarczających impulsy o bardzo różnych parametrach poczynając od impulsów nanosekundowych, przez pikosekundowe aż po impulsy femtosekundowe, na długości fali obejmującej zakres od podczerwieni do światła widzialnego, a także z użyciem włókien wielomodowych zarówno krzemionkowych jak i wytworzonych np. ze szkła miękkich [26-28]. Choć minęło już ładnych kilka lat, mechanizm fizyczny odpowiedzialny za powstanie tego oryginalnego zjawiska jest nadal przedmiotem gorącej debaty w środowisku naukowym.

Trywialne wyjaśnienie wynikające z obecności dużych strat nieliniowych dla modów wyższych rzędów zostało natychmiast wykluczone w moim pierwszym eksperymencie [3-KK], w którym wykazałam liniową transmisję pomiędzy wejściem do włókna a jego wyjściem dla całego zakresu rozważanych mocy wiązki. Inny możliwy mechanizm wynikający z utraty spójności przestrzennej propagującej się wiązki wielomodowej z powodu nieliniowego poszerzenia widma również został szybko odparty w tym samym eksperymencie [3-KK]. W istocie, jak zostało przedstawione w części pt. *Eksperyment w światłowodowym układzie bezstratnym*, samoorganizacja wiązki następuje przy znikomym poszerzeniu spektralnym, zwłaszcza w przypadku zastosowania długich impulsów laserowych, i przy jednoczesnym zachowaniu spójności przestrzennej źródła [3-KK, 29]. Przeprowadzona przez nas pierwsza próba wyjaśnienia zjawiska nieliniowej samoorganizacji wiązki i związanego z nim asymetrycznego przepływu mocy w kierunku modu podstawowego, opierała się na hipotezie dotyczącej braku

symetrii w procesie nieliniowego sprzężenia pomiędzy modami poprzecznymi światłowodu, którą sformułowaliśmy w ramach uproszczonej dwumodowej teorii pola średniego (*ang.* mean-field theory, MFT) [3-KK, Materiały dodatkowe].

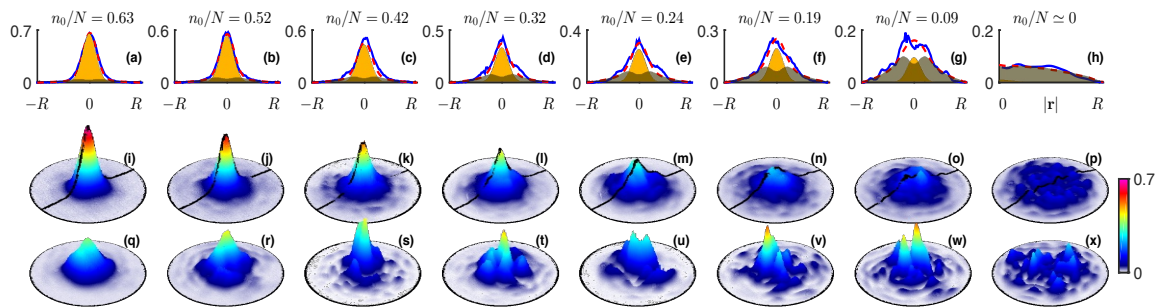
W światłowodach wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania stałe propagacji poszczególnych grup modów są równomiernie rozmieszczone, przez co wiązka wielomodowa doświadcza naturalnych oscylacji podczas propagacji w skądinąd podłużnie jednorodnym ośrodku, który to efekt znany jest pod nazwą samoobrazowania (*ang.* self-imaging). Takie okresowe wzrosty intensywności modulują współczynnik załamania światła wzdłuż włókna w wyniku działania efektu Kerr'a, prowadząc do powstania dynamicznej długookresowej siatki wzdłuż światłowodu [30]. Siatka ta może z kolei zapewnić dopasowanie quasi-fazowe dla nieliniowych procesów mieszania czterofalowego pomiędzy różnymi modami poprzecznymi, w szczególności prowadząc do wymiany energii pomiędzy modelem podstawowym a modami wyższych rzędów. Dynamikę tego typu interakcji pomiędzy modelem podstawowym a modami wyższych rzędów, w której efektywny składnik sprzężenia mieszania czterofalowego wynika ze zbiorowej obecności wszystkich modów poprzecznych, opisaliśmy w [3-KK, Materiały dodatkowe] przy zastosowaniu modelu opartego na teorii pola średniego.

Stworzony przez nas model przewiduje, że dla mocy powyżej pewnej progowej wartości, wzajemność sprzężenia pomiędzy modami zostaje przerwana w wyniku efektu samomodulacji fazy i w przypadku dominującego udziału modu podstawowego na wejściu do włókna, moc wiązki pozostaje w modzie podstawowym. Idąc krok dalej można spekulować, że rozszerzając te rozważania na dużo bardziej złożone zbiorowe wielomodowe oddziaływanie, opracowany przez nas uproszczony model może złagodzić wpływ początkowych warunków wzbudzenia, umożliwiając zaobserwowany eksperymentalnie przepływ energii do modu podstawowego. Nieco później, zespół Prof. Stefan'a Wabnitz'a wykazał natomiast, że przepływowi energii w kierunku modu podstawowego towarzyszy jednoczesny przepływ energii do modów wyższych rzędów przy zachowaniu wartości średniej liczby modów [31].

Wkrótce po jego pierwszej eksperymentalnej demonstracji, związek pomiędzy zjawiskiem samoorganizacji Kerr'a a kilka lat wcześniej sformułowaną teorią klasycznej kondensacji optycznych fal wielomodowych [32] szybko wzbudził żywe zainteresowanie wśród naukowców, głównie ze względu na niezwykle podobieństwo w sposobie manifestowania się tych dwóch zjawisk. Samoorganizacja Kerr'a została bowiem zaobserwowana jako przekształcenie nieregularnych plamek świetlnych w regularną formę przestrzenną z centralną plamką otoczoną wielomodowym tłem [3-KK]. Kondensacja fal optycznych objawia się natomiast spontanicznym powstaniem koherentnej makroskopowej formy w postaci modu podstawowego, która pozostaje zanurzona w morzu drobnych przestrzennych fluktuacji będących tłem składającym się z modów wyższych rzędów o równym udziale mocy [32]. Należy ponadto zauważyć, iż oba zjawiska występują w światłowodach wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania.

Nieodwracalny proces kondensacji fal klasycznych został przewidziany dla idealnie bezstratnych (*ang.* conservative) i formalnie odwracalnych (Hamiltonowskich) układów fal losowych w reżimie słabo nieliniowej propagacji. Ma on swoje źródło w procesie naturalnej termalizacji układu falowego w kierunku termodynamicznego rozkładu równowagi Rayleigha-Jeans'a (RJ). Stan termodynamiczny można opisać za pomocą dwóch parametrów makroskopowych, tj. jego temperatury ( $T$ ) i potencjału chemicznego ( $\mu$ ), które w stanie równowagi są jednoznacznie określone przez energię ( $E$ ) (będącą tutaj miarą koherencji wiązki wejściowej, używa się tu terminu energia, ponieważ chodzi o liniowy wkład do Hamiltonianu) i liczbę cząstek ( $N$ ) (czyli moc wiązki interpretowaną jako całkowita liczba cząstek), które są ustalone przez warunki początkowe. W istocie, przy krytycznej wartości energii ( $E_{\text{kryt}}$ ) (lub

temperatury ( $T_{\text{kryt}}$ ) mianownik rozkładu RJ zanika i ta osobliwość (niezdefiniowanie, rozbieżność do nieskończoności) jest regularyzowana poprzez makroskopową populację modu podstawowego układu. W tym równoważnym cząstkom modelu światłowód charakteryzuje się skończoną liczbą modów propagujących się we włóknie, a moc przenoszona przez dany mod nazywana jest populacją modu. Należy jednak zauważyć, że osiągnięcie całkowitej termalizacji i kondensacji niekoherentnych fal w wyniku nieliniowej propagacji, według stanu wiedzy w tamtym czasie, wymagało niezwykle długiej, nieosiągalnej w praktyce, drogi oddziaływania. Moja eksperymentalna demonstracja zjawiska samoorganizacji Kerr'a zainspirowała natomiast, dr Antonio Picozzi'ego i Prof. Josselin Garnier'a do opracowania nowej teorii pokazującej, iż niewielkie nieuporządkowanie może znacząco przyspieszyć proces termalizacji i kondensacji nawet o kilka rzędów wielkości, otwierając furtkę do interpretacji zjawiska samoorganizacji Kerr'a w ramach klasycznej teorii kondensacji fal optycznych. Wiadomo bowiem, że na propagację światła we włóknach wielomodowych ma wpływ strukturalne nieuporządkowanie materiału wynikające z nieuniknionych niedoskonałości powstałych wskutek procesu technologicznego oraz zakłóceń zewnętrznych. Ponadto, dyskretny charakter wyprowadzonego przez obu Panów równania kinetycznego pozwolił także na wyjaśnienie, dlaczego samoorganizacja wiązki była obserwowana jedynie w światłowodach wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania, a nigdy we włóknach o profilu skokowym; dzieje się tak ze względu na niezapewnienie przez te drugie włókno efektywnego dopasowania fazowego dla procesów mieszania czterofalowego.



Rys.13 Wyniki eksperymentalne: Kształt przestrzenny wiązki na odległości  $Z_0 = 20$  cm w światłowodzie (i)-(p) i na wyjściu całego światłowodu o długości  $L = 13$  m (q)-(x). Zmniejszając liczbę modów początkowo wzбудzonych (tj. zmniejszając  $E$ ), następuje przejście od przestrzennie niekoherentnego rozkładu ( $n_0=0$ ) do stanu kondensacji fal z  $n_0/N=0,63$ . Reprodukowane z [9-KK].

Kierując się zatem tą nową teorią, przeprowadziliśmy nowy nieco inny eksperyment, dzięki któremu dokonaliśmy pierwszej eksperymentalnej demonstracji zjawiska kondensacji światła na podstawowym modzie światłowodu, jak zostało opisane w [9-KK]. Teoria kondensacji fal klasycznych zakłada początkowo losowy rozkład mocy pomiędzy wzбудzonymi modami poprzecznymi. Aby zapewnić te warunki, a tym samym jak najlepiej spełnić wymagania teorii kondensacji w celu przeprowadzenia jej eksperymentalnej weryfikacji, opracowaliśmy nowy system wprowadzania wiązki do światłowodu. Inaczej niż w moim pierwotnym eksperymencie dotyczącym zjawiska samoorganizacji Kerr'a, wprowadziliśmy gaussowską wiązkę z lasera do światłowodu poprzez tzw. dyfuzor optyczny, dzięki czemu umożliwiliśmy uzyskanie losowego rozkładu mocy bez uprzywilejowywania żadnego z modów poprzecznych. Następnie, przy zachowaniu stałej wartości mocy ( $N$ ) zmienialiśmy energię ( $E$ ) (czyli koherencję przestrzenną) przesuując płytkę dyfuzora w jej płaszczyźnie poprzecznej;  $E$  rośnie (czyli wartość koherencji maleje), gdy wzбудzamy mody wyższych rzędów, i odwrotnie  $E$  maleje (czyli wartość koherencji rośnie), gdy wzбудzamy mody niższych rzędów. Za pomocą takiego eksperymentu, który przeprowadziliśmy w 13-metrowym włóknie wielomodowym o parabolicznym profilu współczynnika załamania, zademonstrowaliśmy w praktyce proces przejścia od przestrzennie

niekoherentnego rozkładu modów do stanu kondensacji fal z około 60% udziałem modu podstawowego, podczas zwiększania koherencji ( $E$ ) wiązki wejściowej. Otrzymane przykładowe wyniki eksperymentalne zostały przedstawione na Rys.13. Następnie, w innej serii eksperymentów, w oparciu o pomiary wiązki w bliskim i dalekim polu dyfrakcyjnym, badaliśmy rozkład mocy w modach na wyjściu ze światłowodu, wykazując, że zjawisko samoorganizacji Kerr'a jest wywołane efektem termalizacji optycznej w kierunku stanu równowagi RJ [18].

Należy wspomnieć, iż inne grupy badawcze na świecie zajmujące się tą tematyką również przeprowadziły eksperymenty analizujące rozkład mocy w modach poprzecznych na wyjściu ze światłowodu, potwierdzając, że prawdopodobieństwo populacji modów w wiązce ukształtowanej w wyniku samoorganizacji Kerr'a jest ściśle określone prawem RJ [33,34]. Na podstawie tych wyników grupa Prof. Demetri Christodoulides'a sformułowała hipotezę zgodnie z którą zjawisko samoorganizacji Kerr'a może być rozważane w ramach teorii termalizacji gazu cząstek (rozumianego jako duża liczba wzbudzonych modów poprzecznych) [35].

Obecnie istnieją zatem dwa analogiczne, choć odmienne podejścia wynikające z teorii termodynamiki: jedno oparte na teorii turbulencji fal i drugie oparte na analogii do gazu cząsteczek. Zasadniczą różnicą w eksperymentalnej weryfikacji obu tych koncepcji jest możliwość zmiany mocy wejściowej ( $N$ ). Podczas gdy eksperyment demonstrujący pierwszą teorię bada wiązkę na wyjściu ze światłowodu przy różnych energiach wejściowych ( $E$ ), ale przy stałej mocy ( $N$ ), eksperymentalna demonstracja drugiego podejścia uwzględnia także przypadki, w których energia ( $E$ ) jest zachowana przy zmianie mocy wejściowej ( $N$ ).

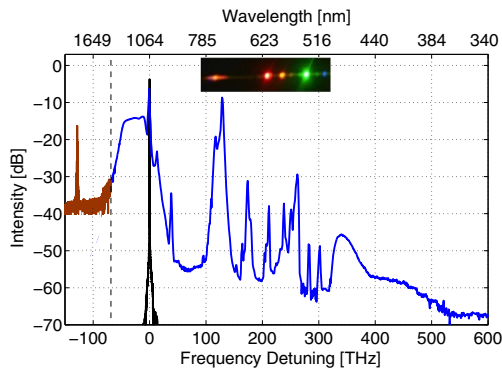
Należy również zwrócić uwagę na fakt, że choć interpretacja zjawiska samoorganizacji Kerr'a w kategoriach stanu równowagi termicznej o maksymalnej entropii w złożonym procesie mieszania czterofalowego pomiędzy modami jest naprawdę fascynująca, ma ona jednak swoje silne ograniczenia i pozwala przewidzieć tylko pewne kluczowe właściwości tego procesu [19]. W rzeczywistości, zjawisko samoorganizacji Kerr'a ma bardziej uniwersalny charakter niż można by oczekiwać na podstawie założeń termodynamiki, które nie są w stanie uchwycić niektórych jego aspektów przedstawionych w poprzednich częściach niniejszego cyklu publikacji. Możemy tu wymienić np. jego zdolność do samoorganizacji także w kierunku modów innych niż mod podstawowy, zdolność do zachowania spójności wiązki wejściowej, a także możliwość występowania tego zjawiska w światłowodowych układach dyssypacyjnych, w obecności zarówno dużych strat jak i silnego wzmocnienia. Co więcej, teorie kondensacji fal i termodynamiki uwzględniają jedynie wymiar przestrzenny wielomodowych monochromatycznych fal ciągłych. Natomiast, zjawisko samoorganizacji Kerr'a obejmuje także czasową i spektralną dziedzinę propagacji wiązki (patrz kolejne części). A zatem, wiele pytań pozostaje nadal bez odpowiedzi, pozostawiając grunt pod przyszłe prace w tej interesującej dziedzinie badań.

## **Geometryczna Niestabilność Parametryczna**

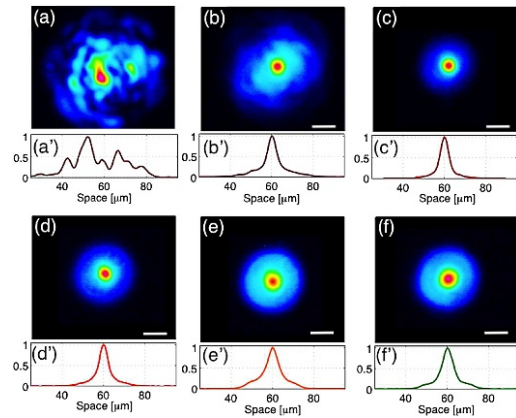
Zbiorowa dynamika propagacji wiązki w wielu modach poprzecznych może również manifestować się w postaci generacji nowego typu niestabilności parametrycznej, unikalnego dla światłowodów wielomodowych. Chociaż niestabilność ta została teoretycznie przewidziana przez Stefano Longhi w 2003 r. [36], jej eksperymentalna demonstracja została przeprowadzona przeze mnie dopiero w 2016 r. z wykorzystaniem włókna wielomodowego o parabolicznym współczynniku załamania. W swoich eksperymentach opisanych w [1-KK] otrzymałam generację serii nowych pasm bocznych na częstotliwościach nierównomiernie rozmieszczonych wokół częstotliwości wiązki pompującej pokrywających spektralny zakres

kilku oktav. Ta nowa osobliwa niestabilność parametryczna jest analogiczna do tzw. niestabilności Faraday’a po raz pierwszy zaobserwowanej w układzie hydrodynamicznym, w którym płyn jest wprawiany w pionowe drgania poprzez użycie zewnętrznej siły [37]. W naszym przypadku generacja następuje dzięki geometrycznym właściwościom włókna (czyli jego parabolicznemu profilowi współczynnika załamania) a nie siłom zewnętrznym, przez co tę nową formę konwersji częstotliwości nazwalismy „geometryczną niestabilnością parametryczną” lub w skrócie GNP (*ang.* geometric parametric instability, GPI).

W istocie, wstęgi boczne niestabilności GNP powstają na skutek dopasowania fazowego wynikającego z generacji dynamicznej siatki współczynnika załamania, dzięki współdziałaniu efektu Kerr’a oraz tzw. efektu samoobrazowania, czyli oscylacji natężenia wiązki podczas jej propagacji we włóknie o parabolicznym współczynniku załamania. Należy podkreślić, iż GNP w zasadniczy sposób różni się od wszystkich innych znanych obecnie rodzajów niestabilności, gdyż wymaga sprzężenia w dziedzinie czasu i przestrzeni, a zatem propagacji dużej liczby modów. Co więcej, w odróżnieniu od standardowej niestabilności modulacyjnej, niestabilność GNP jest niezależna od znaku dyspersji.



Rys.14 Widmo zmierzone na wyjściu 6-cio metrowego włókna wielomodowego o parabolicznym profilu współczynnika załamania przy mocy wejściowej  $P_{p-p}=50$  kW. Panel: zdjęcie widzialnej części widma po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej. (Czarne widmo) widmo wejściowej wiązki pompującej. Reprodukowane z [1-KK].



Rys.15 Przestrzenne kształty i odpowiadające im przekroje poprzeczne wzdłuż osi  $x$  ( $y=0$ ) zmierzone w bliskim polu dyfrakcyjnym na długości fali 1064 nm dla mocy wejściowej (a, a')  $P_{p-p}=0.06$  kW i (b, b')  $P_{p-p}=50$  kW, oraz na długościach fal pierwszych czterech wstęp bocznych anti-Stokes'a niestabilności GPN (c, c') 750, (d, d') 650, (e, e') 600, (f, f') 550 nm, i dla  $P_{p-p}=50$  kW. Pasek skali: 10  $\mu$ m. Reprodukowane z [1-KK].

W celu efektywnej generacji pasm bocznych GNP wektory falowe wiązki pompującej  $k_p$ , oraz jej wiązek Stokes’a  $k_s$  i anti-Stokes’a  $k_A$  muszą spełniać warunki dopasowania quasi-fazowego w postaci  $2k_p - k_s - k_A = -2\pi h/\xi$ , gdzie  $h = 1, 2, 3, \dots$ . Okres samoobrazowania wynosi  $\xi = \pi\rho/2\Delta$ , gdzie  $\rho$  i  $\Delta$  stanowią odpowiednio promień rdzenia światłowodu i względną różnicę współczynnika załamania. Jeśli ograniczymy zależność współczynnika załamania od częstotliwości do udziału jedynie dyspersji chromatycznej na długości fali pompy ( $\kappa''$ ), wygenerowane wstęgi boczne GNP będą przesunięte względem pompy o dyskretny zbiór wartości przesunięć częstotliwości rezonansowych  $f_h$ , który spełniają warunek  $(2\pi f_h)^2 = 2\pi h/(\xi\kappa'')$ , biorąc pod uwagę, że częstotliwości rezonansowe zależą jedynie w niewielkim stopniu od intensywności wiązki. W przypadku użytego w eksperymencie standardowego światłowodu o parabolicznym współczynniku załamania o następujących parametrach:  $\rho = 26 \mu\text{m}$ ,  $n_{co} = 1.470$ ,  $n_{cl} = 1.457$ ,  $\kappa'' = 16.55 \times 10^{-27} \text{ s}^2\text{m}^{-1}$  na długości fali 1064 nm,  $\Delta = 8.8 \times 10^{-3}$ , i obliczonej na ich podstawie wartości okresu samoobrazowania

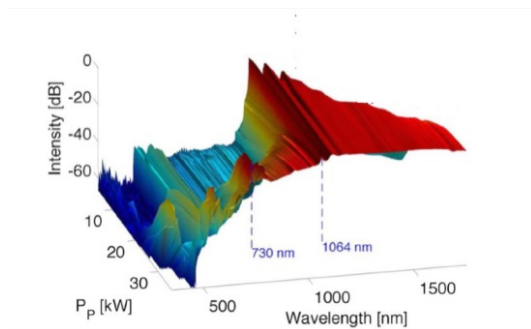
wynoszącej  $\xi = 0.615$  mm, przesunięcie pierwszego rezonansowego pasma bocznego niestabilności GNP powinno mieć dość dużą wartość równą  $f_l = f_m \approx 125$  THz, która zgadza się z wartością otrzymaną w eksperymencie (czyli 123,5 THz).

Do generacji niestabilności GNP jako wiązki pompującej użyłam lasera Nd:YAG emitującego impulsy o czasie trwania 900 ps i częstotliwości repetycji 30 kHz na długości fali 1064 nm, który wprowadziłam do włókna w sposób pozwalający na wzbudzenie dużej liczby modów poprzecznych. Rysunek 14 przedstawia przykład widma wygenerowanego przy użyciu wejściowej mocy pompy wynoszącej 50 kW, wyraźnie pokazując, że nowa niestabilność GNP pozwala na bezpośrednią konwersję długości fali lasera z bliskiej podczerwieni w kierunku niespotykanej szerokiego zakresu widmowego, rozciągającego się od fal widzialnych do podczerwonych, za pomocą tylko pojedynczego nieliniowego parametrycznego efektu rezonansowego w reżimie normalnej dyspersji. Istotną właściwością niestabilności GNP wynikającą z obecności silnego sprzężenia czasoprzestrzennego jest także efekt uzyskania spójności przestrzennej wiązki zarówno na długości fali pompy jak i w całym zakresie generacji nowych pasm bocznych. Przestrzenne profile wiązek zmierzone na wyjściu ze światłowodu na różnych długościach fali są pokazane na Rys.15. Można powiedzieć, iż jest to właściwie pierwsza demonstracja opisanego powyżej zjawiska samoorganizacji Kerr'a.

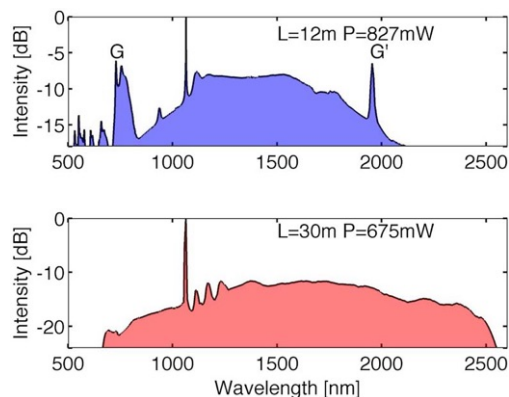
## Generacja Superkontinuum

Rysunek 16 przedstawia kształtowanie się widma w funkcji mocy wiązki pompującej otrzymane w układzie eksperymentalnym uprzednio użytym do generacji niestabilności GNP. Jak zostało pokazane w [2-KK], wraz ze wzrostem mocy pompy, początkowo powstałe pasma boczne GNP przechodzą w superkontinuum (SC) w wyniku wzajemnego oddziaływania efektu Kerr'a i wymuszonego rozpraszania Raman'a (*ang.* SRS). Otrzymane przeze mnie wyniki, pokazują, iż dla mocy szczytowych powyżej 35 kW, SC przybiera nietypowy płaski kształt w obszarze od około 700 nm w górę obejmując zakres bliskiej podczerwieni. Analizując generację i kształtowanie się widma podczas propagacji we włóknie wielomodowym z użyciem tzw. metody „cut-back” zauważyłam, że oba zjawiska GNP i SRS, występują na różnych długościach światłowodu. W pierwszych metrach włókna przeważa niestabilność GNP wraz z dobrze widoczną generacją pierwszej pary pasm bocznych. W trakcie dalszej propagacji w światłowodzie zaczyna natomiast dominować efekt Raman'a powodując stopniowe rozszerzenie się widma w kierunku fal dłuższych oraz zahamowanie dalszej konwersji częstotliwości wynikającą z działania niestabilności GNP.

Konkurencję pomiędzy GNP i SRS dobrze przedstawia Rys.17 pokazujący dwa przykładowe widma zarejestrowane na wyjściu ze światłowodu o długości 12 i 30 metrów. Wyniki otrzymane dla 30-to metrowego włókna pokazują ponadto możliwość uzyskania bardzo dużego poszerzenia spektralnego rozciągającego się aż do wartości 2500 nm, co jest dość nietypowe biorąc pod uwagę dużą liniową absorpcję krzemionki w tym zakresie spektralnym. Ponadto, można zaobserwować, że kształt SC otrzymany w światłowodach dłuższych niż 20 metrów, a zwłaszcza po prawej „czerwonej” stronie w okolicy pompy nie jest już płaski jak w przypadku krótszych włókien, ale charakteryzuje się dającymi się dobrze zidentyfikować pasma powstałymi wskutek wymuszonego rozpraszania Raman'a.



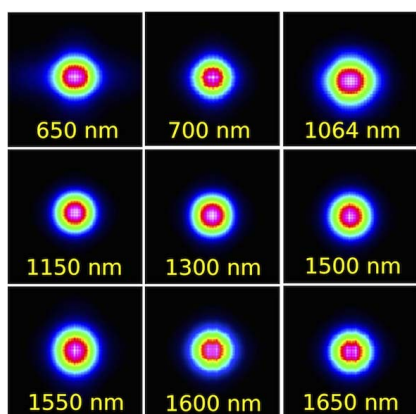
Rys.16 Widma superkontinuum zmierzone w funkcji mocy szczytowej pompy  $P_p$ . Długość włókna: 12 m. Reprodukowane z [2-KK].



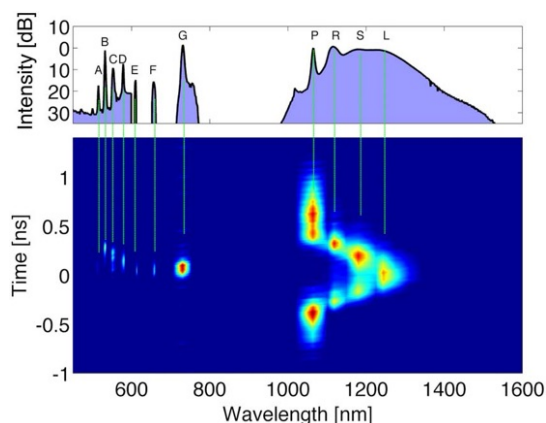
Rys.17 Porównanie widm otrzymanych na wyjściu ze światłowodu o długości 12 m (górny panel) i 30 m (dolny panel). Reprodukowane z [2-KK].

Przeprowadzona przeze mnie seria eksperymentów pokazała także, iż podobnie jak to miało miejsce przy generacji GNP, także tutaj cały wygenerowany szeroki zakres superkontinuum jest prowadzony w wiązce, która mierzona zarówno w bliskim jak i w dalekim (Rys.18) polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu ma kształt bliski temu jaki otrzymalibyśmy w przypadku propagacji w modzie podstawowym. Należy tutaj zaznaczyć, że Rysunek 18 ilustruje wyniki uzyskane dla światłowodu o długości 30 metrów, gdzie głównym mechanizmem generacji SC jest efekt Raman'a, który faworyzuje konwersje częstości w modzie podstawowym [14]. Podobne kształty przestrzenne uzyskaliśmy jednak także po stronie widzialnych długości fal oraz dla SC wygenerowanego w krótszych włóknach o dominującym efekcie niestabilności GNP.

Rysunek 19 pokazuje spektrogram wygenerowanego superkontinuum, do zmierzenia którego użyliśmy siatki dyfrakcyjnej i 20 GHz oscyloskopu. Pomiar ten ujawnił, iż różne chwilowe wartości mocy na obwiedni impulsu pompy są transponowane na różne przesunięcia długości fali; wiadomo bowiem, że największe przesunięcie częstotliwości wskutek efektu Raman'a jest spowodowane najwyższą wartością mocy pompy. Rysunek19 pokazał także, iż czas trwania wstęg bocznych niestabilności GNP jest kilkukrotnie krótszy niż początkowy czas trwania impulsów pompy: dla przykładu obwiednia czasowa wstęgi bocznej G na długość fali 730 nm wyniosła 130 ps, co stanowi 7-krotne skrócenie czasu trwania impulsu pompy.



Rys.18 Kształt przestrzenny zmierzony w dalekim polu dyfrakcyjnym na wyjściu ze światłowodu dla różnych długości fali i wejściowej średniej mocy pompy równej 1.4 W. Długość włókna: 30 m. Reprodukowane z [2-KK].



Rys.19 Widmo superkontinuum (górny panel) i jego czasowo-rozdzielcza charakterystyka, spektrogram (dolny panel). Długość włókna: 6 m. Reprodukowane z [2-KK].

## Generacja Drugiej Harmonicznej

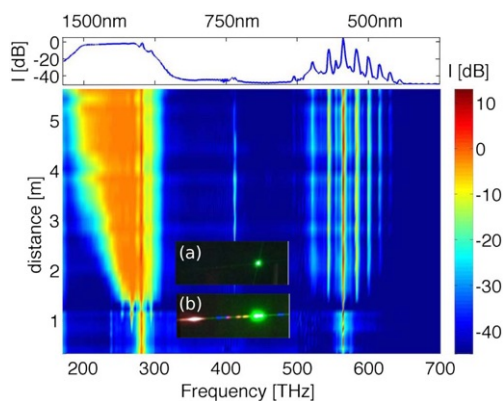
Prowadzone przeze mnie prace nad badaniem wielowymiarowej dynamiki propagacji wiązki w światłowodach wielomodowych dotyczyły również aspektu związanego z możliwością współistnienia nieliniowości zarówno trzeciego jak i drugiego rzędu w światłowodach. Chociaż włókna krzemionkowe wykazują przede wszystkim nieliniowość trzeciego rzędu, obecność różnych domieszek może skutkować pojawieniem się lokalnej nieliniowości drugiego rzędu, która może zostać silnie wzmocniona np. w wyniku zastosowania metody zwanej *poling*'iem optycznym, pozwalając tym samym na generację drugiej harmonicznej (*ang.* second harmonic generation, SHG).

W procesie *poling*'u optycznego relatywnie silna wiązka pompująca wprowadzona do światłowodu wywołuje zmianę rozkładu ładunku w materiale włókna, generując trwałą siatkę nieliniowości drugiego rzędu o okresie automatycznie spełniającym quasi-fazowe dopasowanie dla generacji drugiej harmonicznej częstotliwości użytej pompy [38,39]. Okres ten wynosi około 48  $\mu\text{m}$  dla długości fali pompy równej 1064 nm. Jak wiemy, we włóknach wielomodowych o parabolicznym współczynniku załamania intensywność propagującej się wiązki okresowo osiąga maksymalne wartości w wyniku zjawiska samoobrazowania, co biorąc pod uwagę, że wydajność procesu *poling*'u optycznego w sposób istotny zależy od intensywności, powoduje powstanie dodatkowej wolnej modulacji wzbudzonej nieliniowości drugiego rzędu.

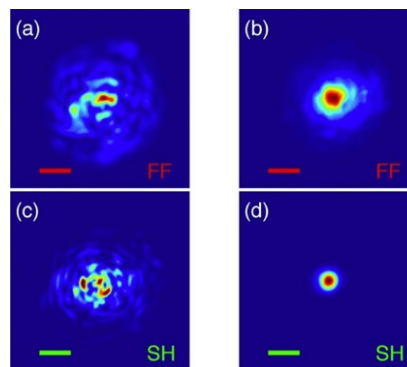
Przeprowadzony przez nas eksperyment, który został opisany w [5-KK], pokazuje, że taka podwójna okresowość nieliniowej odpowiedzi ośrodka w istotny sposób zmienia dynamikę generacji drugiej harmonicznej w porównaniu z tym co zostało dotychczas zaobserwowane w światłowodach jednomodowych. Rysunek 20 przedstawia zbiór widm zmierzonych wzdłuż światłowodu dla mocy pompy wynoszącej 37,5 kW, które pokazują, że druga harmoniczna tworzy się już na pierwszych kilkudziesięciu centymetrach włókna, natomiast dopiero gdy widmo pompy ulega poszerzeniu wskutek działania efektu Raman'a, wokół początkowo pojedynczego podstawowego pików drugiej harmonicznej znajdującego się na długości fali 532 nm zaczyna pojawiać się nietypowa seria wąskich pasm bocznych. W sumie zaobserwowaliśmy osiem takich wstęp na długościach fal równych 476 nm, 488 nm, 501 nm, 515 nm, 532 nm, 552 nm, 576 nm oraz 606 nm. Te dyskretne pasma boczne wokół drugiej harmonicznej powstały właśnie w wyniku dodatkowej wolnej modulacji nieliniowości drugiego rzędu wywołanej wielomodowym charakterem propagacji wiązki pompującej we włóknie o parabolicznym współczynniku załamania, która powoduje zmianę warunków quasi-fazowego dopasowania w następujący sposób:

$$\Delta\beta - q \frac{2\pi}{\Lambda_S} = \beta(2\omega) - 2\beta(\omega) - \frac{2\pi}{\Lambda} - q \frac{2\pi}{\Lambda_S} = 0,$$

gdzie  $\beta(\omega)$  i  $\beta(2\omega)$  stanowią odpowiednio stałą propagacji liniowej dla wiązki pompującej i jej drugiej harmonicznej.  $\Lambda$  jest to okres spełniający warunek dopasowania quasi-fazowego  $\Delta\beta = \beta(2\omega) - 2\beta(\omega) - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$ . W przypadku *poling*'u optycznego warunek ten jest zwykle spełniony w wąskim zakresie na długości fali pompy i jej drugiej harmonicznej.  $\Lambda_S$  stanowi okres samoobrazowania ( $\Lambda_S = 0,615$  mm, dla standardowego światłowodu użytego w naszym eksperymencie) pełniący tutaj jak wspomniano funkcję drugiej siatki o długim okresie.  $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  odnosi się natomiast do innych harmonicznym okresu samoobrazowania. W obecności szerokopasmowej pompy, generacja drugiej harmonicznej może zatem przyjąć postać wielu pików.



Rys.20 Widma zmierzone wzdłuż 6-cio metrowego włókna o parabolicznym profilu współczynnika załamania po procesie *poling'u* optycznego (przy braku obecności niestabilności GNP); Panele: pokazują zdjęcia widzialnej części rozproszonych widma (a) zawierającej i (b) niezawierającej pasma GNP. Reprodukowane z [5-KK].



Rys.21 Zmierzony kształt przestrzenny wiązek podstawowej (FF) i jej drugiej harmonicznej (SH) na wyjściu z 2 metrowego włókna po procesie *poling'u* optycznego, dla mocy pompy równych odpowiednio (a, c) 0,94 kW i (b, d) 39 kW. Pasek skali: 10  $\mu\text{m}$ . Reprodukowane z [5-KK].

Co ciekawe, zaobserwowaliśmy również [5-KK], iż wzajemne oddziaływanie pomiędzy wiązką pompującą a jej drugą harmoniczną silnie wpływa na przestrzenny kształt obu wiązek. Przykładowe profile przestrzenne obu wiązek zmierzone na wyjściu 2-metrowego włókna dla dwóch wartości mocy pompy wynoszących 0,94 kW i 39 kW zostały pokazane na Rys.21. Jak łatwo zauważyć, wraz ze wzrostem mocy, zarówno wiązka pompująca jak i jej druga harmoniczna zmieniają swój kształt przestrzenny z początkowo nieregularnych plamek o charakterze wielomodowym na regularną formę o kształcie dzwonu. Należy jednak podkreślić, iż o ile mechanizm przekształcania się wiązki pompującej można przypisać zjawisku samoorganizacji Kerr'a, o tyle samoorganizacja wiązki na długości fali drugiej harmonicznej jest nieoczywista, nie tylko ze względu na dużo bardziej wielomodową propagację krótszych fal, ale przede wszystkim z powodu zbyt słabej mocy tej wiązki, niewystarczającej do samodzielnego wzbudzenia przez nią zjawiska samoorganizacji Kerr'a. W istocie, przestrzenna transformacja drugiej harmonicznej została osiągnięta dzięki wzajemnemu nieliniowemu sprzężeniu z silną wiązką pompy.

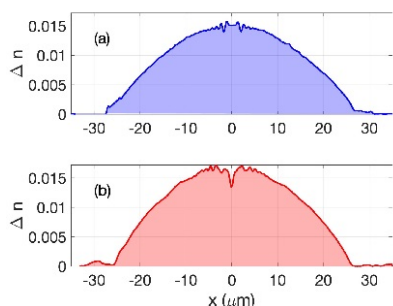
### Wpływ profilu współczynnika załamania na przestrzenną i spektralną dynamikę propagacji wiązki

Kolejnym zagadnieniem, którym zajmowałam się w swoich pracach i które zostało opisane w [10-KK], było badanie wpływu odchylenia profilu współczynnika załamania od idealnego kształtu parabolicznego na kształtowanie czasoprzestrzennej nieliniowej dynamiki fal wielomodowych.

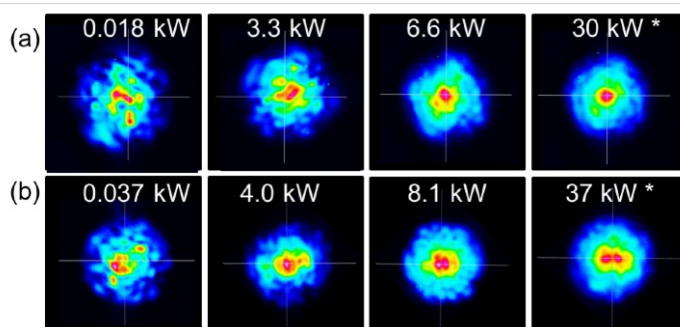
Niedoskonałość profilu współczynnika załamania ma bezpośrednie przełożenie na wartości stałych propagacji modów poprzecznych, a zatem na okresowość oscylacji wiązki propagującej się we włóknie wielomodowym. Przeprowadzone przeze mnie badania pokazały, iż ta prosta zależność ma nie tylko wpływ na zjawisko samoorganizacji Kerr'a, ale także i to w sposób dużo bardziej istotny na wybór modów, w których generowane są pasma boczne niestabilności GNP.

Badałam światłowód wielomodowy z lokalnym zagłębieniem w parabolicznym profilu współczynnika załamania, którego pomiar jest pokazany na Rys.22(b). Dla porównania

Rys.22(a) przedstawia „idealny” przypadek zmierzony dla włókna użytego w eksperymentach omawianych w poprzednich częściach niniejszego cyklu publikacji. Dołek w centralnej części profilu współczynnika załamania może powstać podczas wytwarzania włókna w procesie osadzania z powodu ułatniania się krzemionki oraz jej domieszek w najbardziej wewnętrznych warstwach. Efekt ten jest zwykle niepożądany i unika się go zwiększając stężenie bardziej lotnych domieszek. Jednak, jak zostanie tutaj pokazane, może on także zostać wykorzystany do kształtowania przestrzennej i widmowych dynamiki wielomodowych fal świetlnych.



Rys.22 Pomiar współczynnika załamania światłowodów o profilu parabolicznym (a) nie zawierającym i (b) zawierającym dołek w jego centralnej części. Reprodukowane z [10-KK].

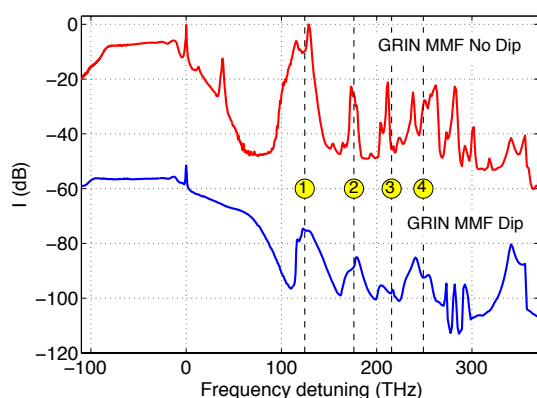


Rys.23 Kształt przestrzenny zmierzony w funkcji mocy na wejściu do światłowodów w bliskim polu dyfrakcyjnym na długości fali 1064 nm (intensywności znormalizowane do lokalnego maksimum). Panele (a) i (b) przedstawiają wyniki otrzymane dla różnych wejściowych warunków wzbudzenia modów. Gwiazdka (\*): wynik dla mocy, przy których obserwowana była konwersja częstotliwości. Długość włókna: 10 m. Reprodukowane z [10-KK].

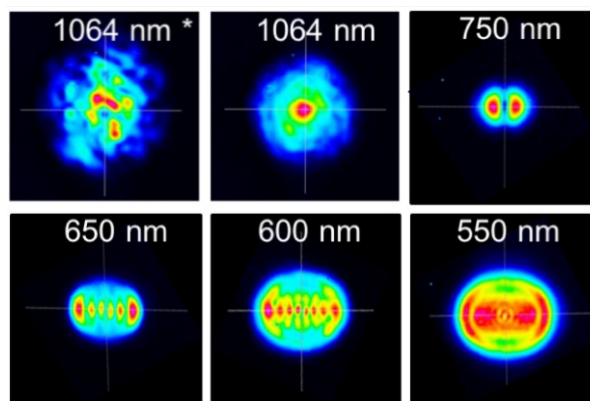
Moje badania pokazały, iż pomimo obecności niewielkiego dołka w parabolicznym profilu współczynnika załamania nadal możliwa jest obserwacja przekształcania się wiązki przestrzennej w regularną strukturę w formie dzwonu (patrz Rys.23(a)), jednak przy znacznym wzroście wartości mocy progowej wymaganej do generacji zjawiska samoorganizacji Kerr’a, która okazała się być sześciokrotnie większa niż w przypadku włókna z „idealnym” kształtem parabolicznym. Ponadto zaobserwowałam, że tylko nieznacznie zmieniając warunki wzbudzenia na wejściu do światłowodów, możliwe jest uzyskanie samoorganizacji także w kierunku kształtu przestrzennego zbliżonego do modu HG<sub>0,1</sub>, w dużo łatwiejszy sposób niż w przypadku włókna bez tej niedoskonałości w profilu współczynnika załamania (patrz Rys.23(b)).

Zbadałam również wpływ obecności dołka na dynamikę generacji parametrycznych pasm bocznych niestabilności GNP. Rysunek 24 przedstawia porównanie dwóch widm otrzymanych przy tej samej mocy wejściowej pompy w dwóch włóknach wielomodowych z (niebieska krzywa) i bez (czerwona krzywa) obecności dołka w centralnej części profilu współczynnika załamania. Jak widać, w przypadku światłowodu z niedoskonałością mimo, iż pozycje spektralne pasm bocznych nadal odpowiadają wartościom teoretycznym (pionowe linie przerywane na Rys.24) są one jednak dużo mniej intensywne (o ponad 20dB) oraz szersze spektralnie. Co ważniejsze, przeprowadzone pomiary wyraźnie pokazują, że w odróżnieniu od przypadku „idealnego” włókna, w światłowodach z dołkiem jedynie wiązka pompy na długości fali 1064 nm ma rozkład przestrzenny w kształcie dzwonu. Pasma boczne generowane są natomiast w nieparzystych modach wyższych rzędów (patrz Rys.25): im wyższy rząd pasma, tym wyższy rząd jego modu poprzecznego. Jak wiadomo z wcześniejszej części dotyczącej niestabilności GNP, omawiane tutaj wstęgi boczne są generowane wskutek dopasowania quasi-fazowego dzięki dynamicznej siatce współczynnika załamania powstałej wskutek współoddziaływania efektów Kerr’a i samoobrazowania. Jednakże, w wyniku obecności dołka w profilu współczynnika załamania, powodującego jak wspomniałam przesunięcie stałych

propagacji modów, powstają niewielkie różnice w okresach dudnienia między modami, co w konsekwencji prowadzi do zaburzenia jedności oscylacji wiązki podczas jej propagacji we włóknie.



Rys.24 Widma zmierzone na wyjściu ze światłowodu wielomodowego o parabolicznym profilu współczynnika załamania nie zawierającym (górne czerwone widmo) i zawierającym (dolne niebieskie widmo) dołek w jego centralnej części. Wartość mocy na wejściu do światłowodu wynosiła w obu przypadkach 36 kW. Pionowe przerywane linie pokazują analitycznie obliczone wartości pozycji spektralnych wstęg bocznych. Niebieskie widmo jest przesunięte w dół o 50 dB w celu jego lepszej wizualizacji. Długość włókna: 10 m. Reprodukowane z [10-KK].



Rys.25 Kształty przestrzenne zmierzone w bliskim polu dyfrakcyjnym (intensywności znormalizowane do lokalnego maksimum) wybranych składowych spektralnych odpowiadających pierwszemu czterem wstęgom bocznym anty-Stokes'a wygenerowanym dla mocy równej 36 kW w światłowodzie zawierającym dołek w jego parabolicznym profilu współczynnika załamania. Gwiazdka (\*): kształt otrzymany na długości fali 1064 nm w reżimie liniowej propagacji. Długość włókna: 10 m. Reprodukowane z [10-KK].

Ponadto, nasze analizy teoretyczne wykazały, iż obecność dołka wpływa przede wszystkim na mody niższych rzędów, które mają maksimum intensywności w środku rdzenia światłowodu, natomiast tylko w niewielkim stopniu na mody z zerem intensywności w środku rdzenia. Zakłócenie synchronizacji w oscylacjach pomiędzy propagującym się modem podstawowym a modami wyższych rzędów psuje quasi-dopasowanie fazowe pomiędzy wiązką pompy a nowymi wstęgami bocznymi, silnie zmniejszając efektywność procesu ich generacji. Dodatkowo, jak widać na Rys.25 mechanizmem powstawania pasm bocznych nie jest już niestabilność GNP z wiązkami w formie dzwonu w całym zakresie widmowym, ale efekt mieszania czterofalowego pomiędzy modami (*ang.* intermodal modal-four-wave mixing, IMFWM) z wstęgami bocznymi generowanymi w modach poprzecznych wyższych rzędów.

Należy tutaj zauważyć, iż w przypadku włókna o idealnie parabolicznym profilu współczynnika załamania, niestabilność GNP oraz mieszanie czterofalowe pomiędzy modami są uważane za dwa równoważne podejścia, w których pasma boczne są generowane na tych samych pozycjach spektralnych [40].

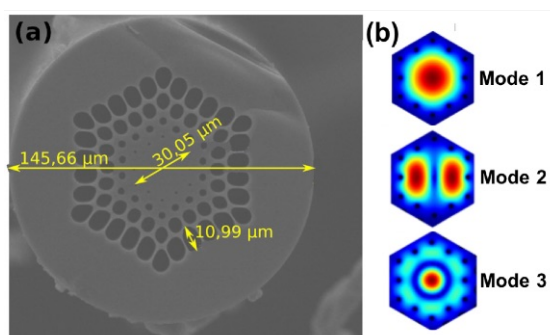
## Czasoprzestrzenna dynamika propagacji wiązki w niestandardowych światłowodach wielomodowych

Kolejnym naturalnym etapem moich prac było zbadanie czy podobne zjawisko samoorganizacji wiązki może także wystąpić w niestandardowych włóknach wielomodowych, takich jak wielomodowe światłowody fotoniczne czy światłowody ze szkieł miękkich.

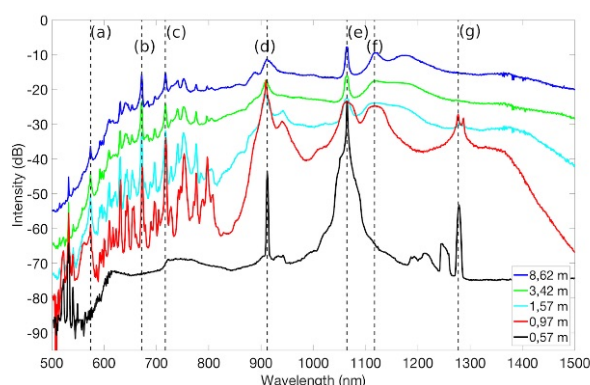
## Zjawisko samoorganizacji Kerr'a w i generacji superkontinuum w wielomodowych światłowodach fotonicznych o quasi-parabolicznym profilu współczynnika załamania

W pracach dotyczących dynamiki samoorganizacji Kerr'a oraz generacji superkontinuum w wielomodowych światłowodach fotonicznych zademonstrowaliśmy eksperymentalnie [7-KK], iż w odróżnieniu od tego, co zostało zaobserwowane w standardowych włóknach wielomodowych o parabolicznym współczynniku załamania, w światłowodach fotonicznych jakość przestrzenna wiązki wyjściowej wzrasta monotonicznie tylko w określonym zakresie mocy pmpy z powodu występowania silnej konkurencji pomiędzy zjawiskiem samoorganizacji Kerr'a a znanym zjawiskiem samoorganizacji Raman'a (*ang.* Raman beam clean up).

Do eksperymentu, przedstawionego w [7-KK], użyliśmy specjalnie zaprojektowane włókno wielomodowe o strukturze opartej na sześciokątnym rdzeniu z krzemionki otoczonym trzema warstwami otworów powietrznych tworzących płaszcz optyczny, których średnice były stopniowo zwiększane wraz z kolejną warstwą (patrz Rys.26(a)). Taka struktura pozwala na uzyskanie stopniowego zmniejszania się uśrednionej wartości współczynnika załamania, w wyniku którego współczynnik załamania przybiera kształt pomiędzy profilem skokowym a parabolicznym. Badane włókno o całkowitej średnicy równej  $145,66\ \mu\text{m}$  miało średnicę rdzenia wynoszącą  $30,05\ \mu\text{m}$  umożliwiającą prowadzenie w nim około 55 modów poprzecznych na długości fali  $1064\ \text{nm}$ , jak zostało obliczone przy pomocy oprogramowania Comsol Multiphysics. Profil intensywności pierwszych trzech modów tego światłowodu fotonicznego jest pokazany na Rys.26(b).



Rys.26 (a) Obraz wielomodowego włókna fotonicznego otrzymany z mikroskopu elektronowego; (b) Numerycznie obliczone intensywnościowe obrazy trzech pierwszych modów poprzecznych prowadzonych w tym włóknie na długości fali  $1064\ \text{nm}$ . Reprodukowane z [7-KK].



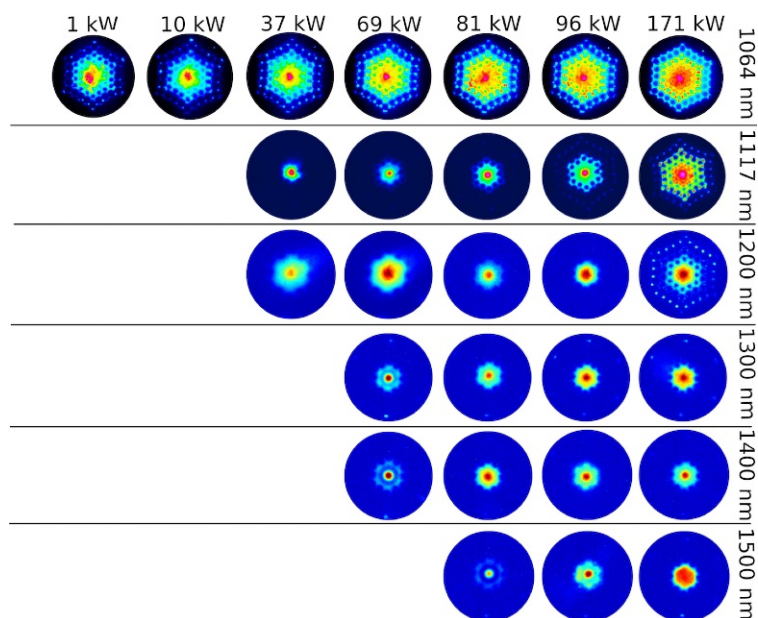
Rys.27 Widma na wyjściu ze światłowodu o różnych długościach przy wejściowej mocy szczytowej równej  $120\ \text{kW}$ . Reprodukowane z [7-KK].

W eksperymencie użyliśmy przestrzennie jednomodowego lasera dostarczające impulsy o czasie trwania  $60\ \text{ps}$  i częstotliwości repetycji  $20\ \text{kHz}$  na długości fali  $1064\ \text{nm}$ . Kształtowanie się widma w funkcji propagacji we włóknie dla stałej mocy wejściowej wynoszącej  $120\ \text{kW}$  zostało przedstawione na Rys.27. Jak można zauważyć pierwszy etap nieliniowej konwersji częstotliwości następuje po  $0,57\ \text{m}$  w wyniku mieszania czterofalowego pomiędzy modami z generacją nowych pasm bocznych Stokes'a i anty-Stokes'a odpowiednio na długościach fal  $1277\ \text{nm}$  i  $912\ \text{nm}$ , zgodnie z warunkiem dopasowania fazowego pomiędzy modami nr. 1 i 3. Na długości włókna powyżej  $1\ \text{m}$ , obserwujemy natomiast silną generację efektu wymuszonego rozpraszania Raman'a i konwersję częstotliwości w kierunku  $1117\ \text{nm}$ . W miarę wzrostu długości włókna następuje stopniowe poszerzanie się widma w kierunku bliskiej podczerwieni i części widzialnej. Ostatecznie, w wyniku wzajemnego oddziaływania

między efektem modalnego mieszania czterofalowego oraz wymuszonego rozpraszania Raman’a powstałe superkontinuum rozciąga się od 500 nm do 1800 nm. Po widzialnej stronie widma najsilniejsze składowe spektralne znajdują się na długości fali 717 nm, 672 nm i 574 nm i są prowadzone w modach wyższych rzędów. Natomiast, część podczerwona znajduje się w modzie podstawowym i modach niższych rzędów.

Rysunek 28 przedstawia przegląd kształtu wiązek na wyjściu z naszego 9-metrowego włókna fotonicznego, zmierzonych na różnych długościach fal z zakresu podczerwieni przy rosnących mocach pompy. Patrząc na pierwszy rząd ilustrujący ewolucję przestrzenną wiązki pompującej, możemy zaobserwować istnienie zjawiska samoorganizacji Kerr’a jednak w ograniczonym zakresie mocy, powyżej którego wiązka powraca do nieregularnego kształtu plamek świetlnych w wyniku pojawienia się dominującego efektu wymuszonego rozpraszania Raman’a, które powoduje duży ubytek energii w środkowej części impulsów pompujących. Patrząc na drugi rząd paneli na Rys.28 obserwujemy jednoczesną generację Stokes’a pierwszego rzędu w momencie degradacji przestrzennego kształtu wiązki pompującej.

Analogiczna sytuacja powtarza się dla fali Stokes’a pierwszego i drugiego rzędu, gdzie początkowo „oczyszczona” w wyniku działania przestrzennego efektu Raman’a wiązka Stokes’a pierwszego rzędu ulega destrukcji, gdy wiązka Stokes’a drugiego rzędu staje się wystarczająco silna, a zatem zabiera energię z wiązki Stokes’a pierwszego rzędu. Możemy ponadto zaobserwować, iż kształt wiązek na długościach fal 1117 nm, 1200 nm, 1300 nm, 1400 nm i 1500 nm przypomina kombinację modów 1 i 3 (patrz Rys.28(b)). Podobnie jak w przypadku standardowych włókien wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania [14], samoorganizacja wiązek na długościach fal z zakresu podczerwieni w kierunku modów najniższych rzędów w naszym światłowodzie fotonicznym może być tłumaczona przestrzennym efektem samoorganizacji Raman’a i występowaniem dominującego wzmocnienia dla tych modów.



Rys.28 Przestrzenne kształtowanie się wiązki w funkcji mocy i długości fali. Długość włókna: 9 m. Reprodukowane z [7-KK].

### *Czasowo-spektralna dynamika oddychania w wielomodowych włóknach tellurowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania*

W ramach niedawno rozpoczętej współpracy z dr hab. M. Klimczakiem oraz Prof. R. Buczyńskim z Uniwersytetu Warszawskiego przeprowadziliśmy badania zachowania się wiązki wielomodowej we włóknach niekrzemionkowych w reżimie impulsów femtosekundowych. W badaniach użyliśmy włókno wielomodowe o parabolicznym profilu współczynnika załamania wytworzone w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych – Sieć Badawcza Łukasiewicz, z wysoce nieliniowych szkieł tellurowych, przy użyciu techniki *stack and draw*.

Otrzymane wyniki pozwoliły nam na eksperymentalną demonstrację nowej tzw. oddychającej dynamiki obserwowanej jednocześnie w widmie oraz dziedzinie czasu wraz ze wzrostem mocy wiązki pompującej przy jednoczesnym zachowaniu stałych wzbudzenia modów na wejściu do światłowodu. [41]. W szczególności zaobserwowaliśmy występowanie powtarzającego się wzrostu i spadku wydajności konwersji częstotliwości odpowiedzialnej za generację podczerwonej części widma. Zachowanie o podobnym „oddychającym” charakterze, ale otrzymane w wyniku zmiany rozkładu modowego zostało również opisane w pracach [42, 43].

Co ciekawe, zaobserwowaliśmy, iż omówione powyżej rekurencyjne oscylacje występujące w widmie widać także w dziedzinie czasu. Wzmocnienie podczerwonej części widma odpowiada czasowemu wydłużeniu impulsu natomiast zmniejszenie poszerzenia tego widma prowadzi do skrócenia tego impulsu.

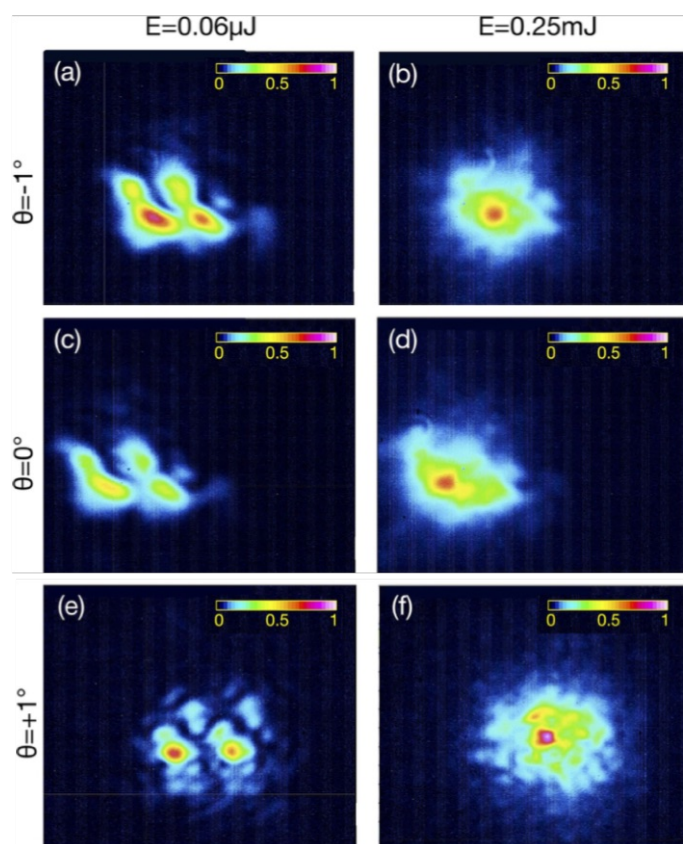
Nasze wyniki w sposób pośredni potwierdzają obecność okresowego nieliniowego sprzężenia pomiędzy modami poprzecznymi występującego we włóknach wielomodowych o parabolicznym profilu współczynnika załamania w wyniku mieszania czterofalowego dopasowanego fazowo za pomocą indukowanej efektem Kerr’a dynamicznej siatki współczynnika załamania.

### **Zjawisko samoorganizacji w kryształach nieliniowych**

Od czasu jej pierwszej eksperymentalnej demonstracji w krystalicznym kwarcu pompowanym laserem rubinowym przeprowadzonej przez Franken’a i jego współpracowników w 1961 r. [44], generacja drugiej harmonicznej stała się najbardziej ugruntowanym nieliniowym efektem optycznym, szeroko stosowanym w technologiach laserowych. Istnienie zlokalizowanych nieliniowych wiązek świetlnych dla ujemnych wartości niedopasowania fazowego dla generacji drugiej harmonicznej zostało najpierw zademonstrowane jako przestrzenne solitony kwadratowe [45], a w ostatnich latach przeze mnie także jako polichromatyczne filamenty [46].

W pracy, która została przedstawiona w [12-KK], próbowaliśmy pójść nieco dalej i zbadać, czy efekt samoorganizacji przestrzennej wiązki, rozumiany jako spontaniczne odzyskiwanie jakości przestrzennej z początkowo nieregularnego wzoru plamkowego można również zaobserwować w procesie generacji drugiej harmonicznej w ośrodkach objętościowych z nieliniowością drugiego rzędu. W tym celu, wykorzystaliśmy laser Nd:YAG emitujący impulsy o czasie trwania 30 ps na długości fali 1064 nm, którego wiązka gaussowska została najpierw przepropagowana przez krótki segment wysoce wielomodowego pręta światłowodowego składającego się ze szklanego rdzenia o średnicy 1 mm otoczonego powłoką polimerową, w celu otrzymania silnie nieregularnego przestrzennie kształtu. Następnie, wiązka ta została wprowadzona do kryształu KTP (z fosforanu tytanu potasu), w którym wartość

niedopasowania fazowego dla generacji drugiej harmonicznej można zmieniać poprzez obrót tego kryształu, czyli zmianę kąta padania wiązki pompującej na kryształ.



Rys.29 Kształt przestrzenny wiązki podstawowej, czyli na długości fali 1064 nm, zmierzony na wyjściu z kryształu KTP przy energii równej (a, c, e)  $0.06 \mu J$  i (b, d, f)  $0.25 mJ$  i wartości kątów padania wynoszących (a, b)  $\theta = -1^\circ$  (c, d)  $\theta = 0^\circ$  i (e, f)  $\theta = +1^\circ$ . Reprodukowane z [12-KK].

W przeprowadzonym eksperymencie, którego wyniki zostały przedstawione na Rys.29, badaliśmy, jak zmienia się przestrzenny kształt wiązki na wyjściu z kryształu wraz ze wzrostem mocy dla różnych wartości kąta padania na kryształ. Eksperyment pokazał, iż nieoczekiwanie nieliniowe zjawisko samoorganizacji wiązki może także wystąpić w przestrzennych ośrodkach z nieliniowością drugiego rzędu, aczkolwiek w ograniczonym zakresie po obu stronach wokół dopasowania fazowego. Przy stosunkowo niskich energiach wiązki pompującej zwanej tutaj wiązką podstawową, czyli przed jakąkolwiek nieliniową przestrzenną transformacją tej wiązki, na wyjściu z kryształu kształt jej przyjmował formę plamkowego wzoru. Panele (a), (c), (e) na Rys.29 przedstawiają obrazy zawierające dwie repliki tych samych plamek powstałe wskutek anizotropii kryształu (tzw. efektu *walk off*), które zostały zmierzono dla energii wynoszącej  $0,06 mJ$  oraz kąta padania odpowiednio  $\theta = -1^\circ$ ,  $\theta = 0^\circ$  i  $\theta = +1^\circ$ . Plamki te, jak pokazano na panelach (b), (d), (f) Rys.29, przy energiach zwiększonych do  $0,25 mJ$  ulegają przekształceniu we wszystkich trzech rozważanych przypadkach łącząc się w jedną plamkę centralną otoczoną tłem o małej mocy. Efekt ten zanika, gdy zwiększymy niedopasowanie fazowe ponad wartość progową (obróć kryształ o więcej niż  $\theta = 3^\circ$ ): wiązka na wyjściu z kryształu znowu ma kształt plamek, czyli jest przestrzennie wielomodowa.

Aby dokładniej zbadać ten nowy mechanizm samoorganizacji drugiego rzędu, scharakteryzowaliśmy eksperymentalnie nieliniową przestrzenną odpowiedź kryształu w reżimie silnej konwersji używając fali płaskiej na wejściu do kryształu. Zaobserwowaliśmy nietypową sytuację, otrzymania efektu przestrzennego samoogniskowania wiązki po obu

stronach dopasowania fazowego dla generacji drugiej harmonicznej, czyli zarówno w przypadku dodatnich, jak i ujemnych wartości niedopasowania wektorów fal, przy których standardowo uzyskuje się odpowiednio efekt samoogniskowania i samorozogniskowania wiązki w przestrzeni. Należy zauważyć, że w pobliżu dopasowania fazowego dla generacji drugiej harmonicznej nieliniowy udział w propagacji wiązki pompującej można przybliżyć za pomocą nielokalnej odpowiedzi nieliniowej trzeciego rzędu [47], co pozwala nam przypuszczać, że istnieje związek pomiędzy mechanizmem samoorganizacji w ośrodkach z nieliniowością trzeciego rzędu (takich jak światłowody wielomodowe) a mechanizmem samoorganizacji wiązki w procesie generacji drugiej harmonicznej w kryształach nieliniowych obserwowanej w naszym eksperymencie.

Przeprowadzone badania dowodzą zatem, iż zjawisko samoorganizacji światła ma charakter bardziej ogólny niż dotychczas sądzono. Jak zostało pokazane, wiązka zawierająca dużą liczbę przestrzennych wektorów falowych może zwiększyć swoją jasność. Zjawisko samoorganizacji w przestrzennych ośrodkach o nieliniowości drugiego rzędu wydaje się być zatem bardziej efektywne niż jego światłowodowy odpowiednik indukowany efektem Kerr'a, który zwykle wymaga, preferencyjnego wzbudzenia modu podstawowego na wejściu do włókna.

### **Zastosowania efektu geometrycznej niestabilności parametrycznej oraz zjawiska samoorganizacji Kerr'a**

Jak zostało wspomniane na początku niniejszego cyklu publikacji, poza ich znaczeniem w kontekście badań podstawowych, moje odkrycia mają także bardzo obiecujący potencjał aplikacyjny. Mogą zostać wykorzystane do budowy nowatorskich urządzeń fotonicznych, takich jak chociażby wzmacniacze i lasery światłowodowe z przestrzenno-czasową synchronizacją modów [25,48], a także nowe szerokopasmowe źródła światła do spektroskopii i biomedycznego obrazowania nieliniowego. W ramach współpracy naukowej uczestniczyłam w pracach dotyczących niektórych z tych zastosowań, które to zostaną pokrótce omówione poniżej.

#### *Źródło superkontinuum w zakresie średniej podczerwieni*

Rzeczony rozwój technologii laserów światłowodowych oraz światłowodowych źródeł światła poczynił ogromny postęp na przestrzeni ostatnich kilku dekad. Obecnie na rynku dostępne są laserowe źródła superkontinuum, oparte na włóknach optycznych z rdzeniem krzemionkowym, obejmujące swoim zakresem fale od zakresu widzialnego do bliskiej podczerwieni. Jednak zakresy spektralne krótkiej i średniej podczerwieni są w dalszym ciągu słabo pokryte obecnie dostępnymi rozwiązaniami opartymi na światłowodach, pomimo iż mają one kluczowe znaczenie w wielu ważnych zastosowaniach, takich jak np. medycyna, spektroskopia, obrazowanie, przetwarzanie materiałów czy detekcja środowiska.

W naszej pracy [15] wykorzystaliśmy efekt konwersji częstotliwości oparty na niestabilności GNP, w celu opracowania nowego całkowicie światłowodowego lasera superkontinuum, emitującego światło o wysokiej energii w obszarze średniej podczerwieni, używając jako wiązki pompującej konwencjonalnego źródła laserowego na długości fali 1064 nm. System ten składa się z połączonych ze sobą trzech segmentów światłowodów. Pierwszym jest standardowy 2,3-metrowy odcinek włókna wielomodowego o parabolicznym współczynniku załamania i średnicy rdzenia 62,5  $\mu\text{m}$ , w którym następuje generacja wstęgi bocznej Stokes'a niestabilności GNP zlokalizowanej na długości fali około 1870 nm. Drugim włóknem jest światłowód domieszkowany jonami tulu o długości 1,5 metra i średnicy rdzenia 18  $\mu\text{m}$ , który

jest pompowany erbowym laserem na długości fali 1560 nm i służy do wzmocnienia wcześniej wygenerowanego pasma GNP, tak aby stanowiło ono wydajną pompę dla trzeciego światłowodu z fluoroindatu (InF<sub>3</sub>) o długości 10 metrów i średnicy rdzenia 9,5  $\mu\text{m}$ , w którym następuje właściwa generacja superkontinuum. To kaskadowe podejście pozwoliło nam uzyskać przestrzennie prawie jednomodowe, szerokopasmowe źródło światła rozciągające się na zakres spektralny od 1,7  $\mu\text{m}$  do 3,4  $\mu\text{m}$ , o maksymalnej mocy wyjściowej 75 mW (i energii impulsu 1  $\mu\text{J}$ ).

### *Obrazowanie nieliniowe*

Nieliniowe włókna wielomodowe mogą także zostać wykorzystane do budowy źródeł światła dla systemów obrazowania nieliniowego. W naszej pracy [16] wykorzystując omówione w poprzednich częściach superkontinuum wygenerowane we włóknach o parabolicznym profilu współczynnika załamania przeprowadziliśmy wielofotonowe obrazowanie fluorescencyjne próbek biologicznych z wysoką bliską teoretycznej rozdzielczością przestrzenną, niemożliwą do osiągnięcia w reżimie liniowej propagacji wiązki wielomodowej. Zaobserwowaliśmy ponadto, iż czasowe skrócenie impulsu mające miejsce w procesie samoorganizacji Kerr'a prowadzące do zwiększenia mocy szczytowej impulsu padającego na próbkę, umożliwia dalsze zwiększenie efektywności obrazowania nieliniowego. W szczególności, byliśmy w stanie uzyskać wyraźny obraz jądra komórkowego w próbce z nerek myszy nie dający się wyodrębnić w układzie, w którym na wyjściu ze światłowodu wiązka miała kształt nieregularnych plamek świetlnych. W obu eksperymentach zarówno w reżimie liniowym jak i nieliniowym średnia moc wiązki na próbce była taka sama. Wykorzystanie niezwyklej odporności zjawiska samoorganizacji Kerr'a na zmienne warunki zewnętrzne pozwoliło natomiast na osiągnięcie wysokiej stabilności obrazowania. Nasze prace pokazały zatem, iż użycie w systemach obrazowania nieliniowego źródeł światła zbudowanych w oparciu o nieliniową dynamikę propagacji wiązki wielomodowej może prowadzić do poprawy parametrów tego obrazowania takich jak rozdzielczość, kontrast, wydajność oraz stosunek sygnału do szumu.

Inna nasza praca [17] udowadnia natomiast, że wykorzystując efekt samoorganizacji Kerr'a w połączeniu z generacją superkontinuum, można także znacznie uprościć system obrazowania bazujący na szerokopasmowym spójnym antystokesowskim rozpraszania Raman'a (*ang.* multiplex coherent anti-Stokes Raman Scattering, M-CARS) poprzez eliminację linii opóźniającej, która w standardowych systemach M-CARS jest niezbędna do czasowej synchronizacji pomiędzy wiązką pompy a szerokopasmową wiązką Stokes'a. Generacja superkontinuum powoduje ubytek energii w środku impulsów pompujących, który jest częściowo uzupełniany w wyniku zjawiska samoorganizacji Kerr'a a więc transferu energii z modów wyższych rzędów do modu podstawowego. Takie uzupełnianie wiązki pompującej umożliwia jej synchronizację z falami Stokes'a w całym ich zakresie widmowym bez konieczności stosowania dodatkowej linii opóźniającej. Mimo, iż odzyskana energia nie jest duża okazuje się być wystarczająca do uzyskania zadowalającego sygnału CARS i obrazowania o parametrach porównywanymi z dotychczas istniejącymi systemami wykorzystującymi źródła superkontinuum na włóknach jednomodowych.

### **Literatura (bez prac wchodzących do cyklu tematycznie powiązanych publikacji)**

- [1] D. Gloge, "Optical power ow in multimode fibers," Bell Syst. Tech. J. 51, 1767-1783 (1972).
- [2] A. B. Grudinin, E. Dianov, D. Korbkin, A. M. Prokhorov, and D. Khaidarov, "Nonlinear mode coupling in multimode optical fibers; excitation of femtosecond- range stimulated-Raman-scattering solitons," JETP Lett. 47, 356-359 (1988).

- [3] Kin S. Chiang, “Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber: self-focusing or mode competition?”, *Opt. Comm.* 95 (1993).
- [4] A. Hasegawa, “Self-confinement of multimode optical pulse in a glass fiber,” *Opt. Lett.* 5, 416-417 (1980).
- [5] B. Crosignani, and P. D. Porto, “Soliton propagation in multimode optical fibers.”, *Opt. Lett.* 6, 329-330 (1981).
- [6] D. Auston, “Transverse mode-locking”, *IEEE J. Quantum Electron.* 4, 420–422 (1968).
- [7] A.V. Smith et al, „Mode instability in high power fiber amplifiers”, *Opt. Exp.*, 19, 10180 (2011).
- [8] L. G. Wright, Z. M. Ziegler, P. M. Lushnicov, Z. Zhu, M. A. Eftekhar, D. N. Christodoulides, F. W. Wise, “Multimode Nonlinear Fiber Optics: Massively Parallel Numerical Solver, Tutorial, and Outlook”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24, 5100516, (2018).
- [9] W. H. Renninger, F.W. Wise, “Optical solitons in graded-index multimode fibres”, *Nat. Comm.* 4, 1719 (2013).
- [10] L. G. Wright, S. Wabnitz, D. N. Chistodoulides, F. W. Wise, „Ultrabroadband dispersive radiation by spatiotemporal oscillation of multimode waves,” *Phys. Rev. Lett.* 115, 223902 (2015).
- [11] L. G. Wright, D. N. Christodoulides, F. W. Wise, „Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres”, *Nat. Photon.* 9, 306 (2015).
- [12] S. Buch, G. P. Agrawal, “Soliton stability and trapping in multimode fibers”, *Opt. Lett.* 40, 225 (2015).
- [13] Mahalati RN, Askarov D, Wilde J P, and Kahn JM. “Adaptive control of input field to achieve desired output intensity profile in multimode fiber with random mode coupling”. *Opt. Express* 20, 14321-14337 (2012).
- [14] N. B. Terry, T. G. Alley, T. H. Russell, „An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers”, *Opt. Exp.* 15, 17509-17519 (2007).
- [15] Y. Leventoux, G. Granger, K. Krupa, T. Mansuryan, M. Fabert, A. Tonello, S. Wabnitz, V. Couderc, and S. Février, “Frequency-Resolved Spatial Beam Mapping in Multimode Fibers: Application to Mid-Infrared Supercontinuum Generation”, *Optics Letters* 46, 3717 (2021).
- [16] N. Ould Moussa, T. Mansuryan, Ch.-H. Hage, M. Fabert, K. Krupa, A. Tonello, M. Ferraro, L. Leggio, M. Zitelli, F. Mangini, A. Niang, G. Millot, M. Papi, S. Wabnitz and V. Couderc, “Spatiotemporal beam self-cleaning for high-resolution nonlinear fluorescence imaging with multimode fiber”, *Scientific Report* 11:18240 (2021).
- [17] S. Wehbi, T. Mansuryan, K. Krupa, M. Fabert, A. Tonello, M. Zitelli, M. Ferraro, F. Mangini, Y. Sun, S. Vergnole, H. Kano, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Continuous spatial self-cleaning in GRIN multimode fiber for self-referenced multiplex CARS imaging”, *Optics Express* 30, 16104 (2022).
- [18] K. Baudin, A. Fusaro, K. Krupa, J. Garnier, S. Rica, G. Millot, and A. Picozzi, “Classical Rayleigh-Jeans condensation of light waves: Observation and thermodynamic characterization”, *Physical Review Letters* 125, 244101 (2020).
- [19] M. Ferraro, F. Mangini, M. Zitelli, S. Wabnitz, “On spatial beam self-cleaning from the perspective of optical wave thermalization in multimode graded-index fibers, *Advances in Physics: X* 8, 1-35 (2023).
- [20] E. Deliancourt, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, G. Millot, A. Barthelemy, S. Wabnitz, V. Couderc, „Wavefront shaping for optimized many mode Kerr-beam self-cleaning in graded-index multimode fibers”, *Optics Express* 27, 17311-17321 (2019).
- [21] S. Chekhovskoy, O. S. Sidelnikov, A. A. Reduyk, A. M. Rubenchik, O. V. Shtyrina, M. P. Fedoruk, S. K. Turitsyn, E. A. Zlobina, S. I. Kablukov, S. A. Babin, K. Krupa, V. Couderc, A. Tonello, A. Barthélémy, G. Millot, and S. Wabnitz, „Nonlinear waves in multimode fibers”, Rozdział 15 w książce “Handbook of Optical Fibers”, Springer Nature Singapore Pte Ltd 2018, doi:10.1007/978-981-10-1477-2\_15-1
- [22] S. Trillo, S. Wabnitz, R. H. Stolen, G. Assanto, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman, “Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical fiber”, *Appl. Phys. Lett.* 49, 1224 (1986).
- [23] Y. Leventoux, G. Granger, K. Krupa, A. Tonello, G. Millot, M. Ferraro, F. Mangini, M. Zitelli, S. Wabnitz, S. Février, and V. Couderc, “3D time-domain beam mapping for studying nonlinear dynamics in multimode optical fibers”, *Optics Letters* 46, 66 (2021).

- [24] D. Goldstein, Polarized Light, Revised and Expanded, Optical Engineering Series (CRC Press, 2003).
- [25] L. G. Wright, D. Christodoulides, F. W. Wise, “Spatiotemporal mode-locking in multimode fiber lasers”, *Science* 358, 94 (2017).
- [26] Z. Eslami, L. Salmela, A. Filipkowski, D. Pysz, M. Klimczak, R. Buczyński, J. M. Dudley, and G. Genty, “Two octave supercontinuum generation in a non-silica graded-index multimode fiber,” *Nat. Comm.* 13, 2126 (2022).
- [27] Z. Liu, L. G. Wright, D. N. Christodoulides, F. W. Wise, “Kerr self-cleaning of femtosecond-pulsed beams in graded-index multimode fiber,” *Opt. Lett.* 41, 3675–3678 (2016).
- [28] Y. Leventoux, A. Parriaux, O. Sidelnikov, G. Granger, M. Jossent, L. Lavoute, D. Gaponov, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, G. Millot, S. Février, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Highly efficient few-mode spatial beam self-cleaning at 1.5  $\mu\text{m}$ ”, *Optics Express* 28, 14333 (2020).
- [29] M. Fabert, M. Săpânțan, K. Krupa, A. Tonello, Y. Leventoux, S. Février, T. Mansuryan, A. Niang, B. Wetzel, G. Millot, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Coherent combining of self-cleaned multimode beams”, *Scientific Reports* 10:20481 (2020).
- [30] T. Hansson, A. Tonello, T. Mansuryan, F. Mangini, M. Zitelli, M. Ferraro, A. Niang, R. Crescenzi, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Nonlinear beam self-imaging and self-focusing dynamics in a GRIN multimode optical fiber: theory and experiments”, *Optics Express* 28, 24005 (2020).
- [31] E. V. Podivilov, D. S. Kharenko, V. A. Gonta, K. Krupa, O. S. Sidelnikov, S. Turitsyn, M. P. Fedoruk, S. A. Babin, and S. Wabnitz, „Hydrodynamic 2D Turbulence and Spatial Beam Condensation in Multimode Optical Fibers”, *Physical Review Letters* 122, 103902 (2019).
- [32] P. Aschieri, J. Garnier, C. Michel, V. Doya, A. Picozzi, “Condensation and thermalization of classical optical waves in a waveguide”, *Phys. Rev. A* 83, 033838 (2011).
- [33] H. Poubeyram, P. Sidorenko, F. O. Wu, N. Bender, L. Wright, D. N. Christodoulides, and F. Wise, “Direct observations of thermalization to a Rayleigh-Jeans distribution in multimode fibers”, *Nature Physics* 18, 685-690 (2022).
- [34] F. Mangini, M. Gervaziev, M. Ferraro, D. S. Kharenko, M. Zitelli, Y. Sun, V. Couderc, E. V. Podivilov, S. A. Babin, and S. Wabnitz, “Statistical mechanics of beam self-cleaning in GRIN multimode optical fibers”, *Optics Express* 30, 10850 (2022).
- [35] F. O. Wu, A. U. Hassan, D. N. Christodoulides, “Thermodynamic theory of highly multimode nonlinear optical systems”, *Nat. Phot.* 13, 776-782, (2019).
- [36] S. Longhi, „Modulational instability and space–time dynamics in nonlinear parabolic-index optical fibers”, *Opt. Lett.* 28, 2363 (2003).
- [37] M. Faraday, *Phil. Trans. R. Soc. London* 121, 299 (1831).
- [38] U. Österberg and W. Margulis, ”Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber ”, *Opt. Lett.* 11, 516 (1986).
- [39] E. Sauvain, J. H. Kyung, and N. M. Lawandy, “Multiphoton micrometer-scale photoetching in silicate-based glasses”, *Opt. Lett.* 20, 243 (1995).
- [40] E. Nazemosadat, H. Poubeyram, and A. Mafi, “Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* 33, 144–150 (2016).
- [41] T. Karpate, G. Stepniewski, T. Kardas, D. Pysz, R. Kasztelan, Y. Stepanenko, R. Buczynski, K. Krupa, and M. Klimczak, “Quasi-periodic spectro-temporal pulse breathing in a femtosecond-pumped tellurite graded-index multimode fiber”, *Optics Express* 31, 13269-13278 (2023).
- [42] Y. Leventoux, G. Granger, T. Mansuryan, M. Fabert, K. Krupa, A. Tonello, S. Wabnitz, V. Couderc, and S. Février, “0.75-6  $\mu\text{m}$  supercontinuum generation using spatiotemporal nonlinear dynamics in graded index multimode ber,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference* (Optica Publishing Group, 2021), paper cj\_3\_2.

- [43] O. Tzang, A. M. Caravaca-Aguirre, K. Wagner, and R. Piestun, "Adaptive wavefront shaping for controlling nonlinear multimode interactions in optical bres," *Nat. Photonics* 12(6), 368–374 (2018).
- [44] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, "Generation of optical harmonics.," *Phys. Rev. Lett.* 7, 118–119 (1961).
- [45] W. E. Torruellas, et al., "Observation of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium.," *Phys. Rev. Lett.* 74, 5036–5039 (1995).
- [46] K. Krupa, A. Labruyère, A. Tonello, B. M. Shalaby, V. Couderc, F. Baronio, A. B. Aceves, „Polychromatic filament in quadratic media: spatial and spectral shaping of light in crystals”, *Optica* 2, 1058-1064 (2015).
- [47] F. Leo, et al. "Walk-of-induced modulation instability, temporal pattern formation, and frequency comb generation in cavity-enhanced second-harmonic generation.," *Phys. Rev. Lett.* 116, 033901 (2016).
- [48] U. Teğin, E. Kakkava, B. Rahmani, D. Psaltis, C. Moser, "Spatiotemporal self-similar fiber laser", *Optica* 6, 1412 (2019).

5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej.

W okresie po uzyskaniu stopnia doktora prowadziłam badania naukowe w ramach różnych projektów pracując zwłaszcza w zagranicznych ośrodkach badawczych. Moja działalność naukowa związana była i jest przede wszystkim z badaniem ultraszybkich dynamik w impulsowych laserach światłowodowych oraz z badaniem różnych aspektów optycznych zjawisk nieliniowych generowanych w kryształach przestrzennych oraz światłowodach, czyli ośrodkach o nieliniowości drugiego i trzeciego rzędu.

W tym punkcie pokrótce omówię moje pozostałe osiągnięcia naukowe, inne niż te przedstawione uprzednio w punkcie 4, i o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2020 r. poz. 85 z późn. zm.). Osiągnięcia te są wynikiem moich prac prowadzonych głównie w dwóch francuskich instytutach badawczych w ramach stażu podoktorskiego, a mianowicie w Instytucie XLIM Uniwersytetu w Limoges oraz w Instytucie ICB Uniwersytetu w Dijon. Najnowsze z przedstawionych osiągnięć zostały uzyskane natomiast w Instytucie Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk w Warszawie, w którym od czterech lat pracuję jako adiunkt.

- **Zjawisko mieszania czterofalowego (*ang.* Four-Wave Mixing, FWM) generowane w światłowodach w kontekście jego potencjalnego zastosowania w optyce kwantowej.** (XLIM, Université de Limoges)

Po uzyskaniu stopnia doktora za moją pracę naukową związaną z opracowaniem nowych optycznych metod do badania niezawodności mikrosystemów, rozpocząłam w 2010 r. staż podoktorski w zakresie optyki nieliniowej w Instytucie XLIM na Uniwersytecie w Limoges we Francji. Moją pracę zaczęłam od przeprowadzenia prac eksperymentalnych mających na celu zbadanie możliwość wykorzystania nieliniowej konwersji częstotliwości w światłowodach w systemach komunikacji kwantowej. Badania były skoncentrowane wokół specyficznego niskoszumowego rodzaju mieszania czterofalowego (*ang.* FWM) zwanego *Bragg-Scattering FWM* (*ang.* BS-FWM). Zbudowałam układ do generacji niniejszego efektu w wysoce nieliniowych włóknach optycznych pompowanych dwoma niezależnymi laserami typu *frequency-shifted-feedback lasers* emitującymi w trybie pracy ciągłej na długości fali z pasma telekomunikacyjnego [Kr2012\_IJO]. Badania przeprowadziłam początkowo w reżimie silnego sygnału [Kr2012\_PTL], a następnie w tzw. reżimie zliczania fotonów [Kr2012\_OE].

Wykonałam ponadto analizę wpływu różnych kombinacji stanów polaryzacji obu wiązek pompujących a także badanie poziomu szumu powstałego na skutek generacji efektu spontanicznego rozpraszania Ramana.

Otrzymane wyniki zostały opublikowane w 3 artykułach naukowych oraz zaprezentowane na 5 konferencjach międzynarodowych (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych, punkty II.4 i II.7*). Zostały one również opisane w rozdziale książki pt. „*Shaping light in Nonlinear Optical Fibres*” pod redakcją S. Boscolo i Ch. Finot, Wiley, Inc., 2016 oraz w artykule przeglądowym N. Akhmedieva et al., Optics Express 20, 27212-27219, 2012.

Przedstawione badania zostały przeprowadzone w ramach projektu Francuskiej Agencji Naukowej (ANR 08-JCJC-0122 PARADHOQS) pod kierownictwem dr Alessandro Tonello. Dzięki uzyskanym wynikom projekt ten został wyróżniony spośród wielu innych projektów finansowanych w latach 2008-2011 i zaprezentowany w wydawanym przez ANR czasopiśmie nr 9 pt. „*Infrastructures matérielles et logicielles*”, który poświęcony był najnowszym postępom w dziedzinie systemów komunikacji przyszłości (<http://www.agence-nationale-recherche.fr/fileadmin/documents/2016/ANR-Fiches-Cahier-09-Infrastructures-nov-2016.pdf>).

#### Bibliografia:

[Kr2012\_IJO] K. Krupa, M. Bettanzana, A. Tonello, V. Couderc, P. Di Bin, S. Wabnitz, A. Barthélémy, „Bragg-Scattering Four-Wave-Mixing in nonlinear fibers with intra-cavity frequency-shifted laser pumps”, International Journal of Optics, special issue on Nonlinear Fibre-Based Photonic Technologies, v.2012, article ID 263828, 7 pages, Hindawi Publishing Corporation, 2012

[Kr2012\_PTL] K. Krupa, M. Bettanzana, A. Tonello, D. Modotto, G. Manili, V. Couderc, P. Di Bin, S. Wabnitz, A. Barthélémy, „Four-Wave-Mixing in nonlinear fiber with two intra-cavity frequency-shifted laser pumps”, IEEE Photonics Technology Letters, v.24 (4), 258-260, 2012

[Kr2012\_OE] K. Krupa, A. Tonello, V. Kozlov, V. Couderc, P. Di Bin, S. Wabnitz, A. Barthélémy, L. Labonté, S. Tanzilli, „Bragg-Scattering conversion at telecom wavelengths towards the photon counting regime”, Optics Express, v.20 (24), 27220-27225, 2012

- **Przestrzenne i widmowe kształtowanie wiązki światła w kryształach nieliniowych** (XLIM, Université de Limoges)

Kolejny projekt, który realizowałam w Instytucie XLIM, dotyczył badania czasowo-przestrzennej dynamiki propagacji wiązki w różnych rodzajach kryształów nieliniowych, tj. w kryształach  $\beta$ -boranu baru (BBO), kryształach tytanilo-fosforanu potasu (KTP) oraz w kryształach niobianu litu o periodycznej inwersji domen nieliniowych (PPLN).

Podczas propagacji wiązki laserowej o odpowiednio dużej mocy w kryształach o nieliniowości drugiego rzędu do generacji drugiej harmonicznej (*ang.* second harmonic generation, SHG), w zależności od znaku niedopasowania fazowego dla tego procesu, wiązka ta może ulegać nieliniowemu zjawisku samo-ogniskowania lub samo-rozogniskowania. Moje badania z wykorzystaniem kryształu BBO pokazały, że kryształy nieliniowe poza nieliniowością drugiego rzędu mają także nieliniowość trzeciego rzędu, która ujawnia się przy dużym niedopasowaniu fazowym, zależnym od kąta orientacji kryształu BBO względem padającej wiązki światła. Obecność nieliniowości drugiego i trzeciego rzędu zademonstrowałam jako istnienie tzw. krytycznego kąta orientacji kryształu, dla którego wiązka propaguje się w tym

kryształy prawie bez deformacji przestrzennej, co jest możliwe dzięki wzajemnej kompensacji obu tych nieliniowości prowadzącej do powstania tzw. punktu zerowego ogniskowania (*ang.* zero-focusing point) [Kr2014].

Innym interesującym efektem, który zademonstrowałam eksperymentalnie w kryształach KTP i PPLN w reżimie silnej konwersji pomiędzy falą fundamentalną a jej drugą harmoniczną, był efekt znacznego poszerzenia się szerokości pasma akceptacji generacji drugiej harmoniczej, znacząco wykraczający poza wartość spodziewaną w oparciu o dobrze znany kształt funkcji sinusa kardynalnego. Jednocześnie zaobserwowałam zjawisko samo-ogniskowania generowane niezależne od znaku niedopasowania fazowego dla SHG, a zatem również w reżimie, w którym wiązka powinna ulec nieliniowemu zjawisku rozogniskowania jak dotychczas obserwowano przy umiarkowanej mocy pompy [Kr2015\_Como, Kr2022].

Warto podkreślić, iż istotną konsekwencją poszerzenia szerokości pasma akceptacji generacji drugiej harmoniczej była zademonstrowana przez mnie możliwość generacji w kryształach PPLN tzw. wielobarwnego filamentu kwadratowego (*ang.* polychromatic quadratic filament) przy zarówno dodatnim jak i ujemnym znaku niedopasowania fazowego. Wraz ze wzrostem mocy wiązki pompującej jednocześnie z formowaniem się filamentu w przestrzeni następowała także konwersja częstotliwości wskutek czasowej niestabilności modulacyjnej wywołanej nieliniowością drugiego rzędu, co doprowadziło do wygenerowania szerokopasmowego widma składającego się z trzech części, wokół fali fundamentalnej oraz jej drugiej i trzeciej harmoniczej. Na uwagę zasługuje tutaj fakt, iż cała ta wielobarwna wiązka była przestrzennie zlokalizowana tworząc, jak wspomniałam, przestrzenny filament. Moje badania pokazały ponadto możliwość kontrolowania kształtu tego szerokopasmowego widma poprzez zmianę temperatury kryształu PPLN, tj. zmianę wartości dopasowania fazowego dla generacji drugiej harmoniczej [Kr2015\_Optica].

Powyższe prace były następnie częściowo kontynuowane w ramach dwóch prac doktorskich prowadzonych w Instytucie XLIM pod opieką naukową dr hab. Vincent Couderc, w których miałam przyjemność uczestniczyć w ramach współpracy naukowej. Obie te prace zostały obronione w grudniu 2021r., jedna przez Panią Sahar Wehbi pt. „Imagerie multimodal assistée par un champ électrique pulsé”, a druga przez Pana Raphaël Jauberteau pt. „Extreme events in quadratic media: application to nonlinear imaging”. Część pracy doktorskiej Pani Wehbi skupiała się na wykorzystaniu wspomnianego polichromatycznego filamentu jako źródła światła do zastosowania w wielobarwnym obrazowaniu Ramanowskim typu M-CARS nie wymagającym zewnętrznej synchronizacji pomiędzy wiązką pompy a wiązką Stokes’a [Wehbi2021]. Część pracy doktorskiej Pana Jauberteau natomiast dotyczyła głębszego zrozumienia czasowo-przestrzennej dynamiki propagacji wiązki w kryształach nieliniowych oraz możliwość generacji w nich fal fenomenalnych oraz zdarzeń ekstremalnych [Jauberteau2021, Jauberteau2022].

Otrzymane wyniki zostały opisane w 6 artykułach naukowych, w tym w artykule opublikowanym w jednym z czołowych czasopism optycznych Optica (IF: 11.104). Zostały one także zaprezentowane na 15 konferencjach międzynarodowych, w tym na 4 konferencjach jako wykład zaproszonych. Ponadto pozwoliły również na uzyskanie patentu (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych, punkty II.4, II.7 i III.3*).

#### Bibliografia:

[Kr2014] K. Krupa, M. Conforti, F. Baronio, S. Trillo, A. Tonello, V. Couderc, „Zero focusing via competing nonlinearities in BBO crystals”, Optics Letters 39, 925-928, 2014

[Kr2015\_Como] K. Krupa, R. Fona, A. Tonello, A. Labruyère, B. M. Shalaby, S. Wabnitz, V. Couderc, „Self-increased acceptance bandwidth of second harmonic generation for high-energy light sources”, workshop on „Spatiotemporal complexity in nonlinear optics”, 31.08.2015-4.09.2015, COMO, Italy, 2015, IEEE, DOI 10.1109/SCNO.2015.7323996

[Kr2015\_Optica] K. Krupa, A. Labruyère, A. Tonello, B. M. Shalaby, V. Couderc, F. Baronio, A. B. Aceves, „Polychromatic filament in quadratic media: spatial and spectral shaping of light in crystals”, *Optica* 2, 1058-1064, 2015

[Kr2020] K. Krupa, R. Fona, A. Tonello, A. Labruyère, B. M. Shalaby, S. Wabnitz, F. Baronio, A. B. Aceves, G. Millot, and V. Couderc, “Spatial beam self-cleaning in second-harmonic generation”, *Scientific Reports* 10:7204, 2020

[Wehbi2021] S. Wehbi, T. Mansuryan, R. Jauberteau, A. Tonello, K. Krupa, S. Wabnitz, H. Kano, Ph. Leproux, S. Vergnole, V. Couderc, “Versatile supercontinuum generation by using  $ki(2)$  and  $ki(3)$  nonlinearities in PPLN crystal for direct multiplex CARS measurement”, *Proceeding of SPIE 11770, Nonlinear Optics and Applications XII*, 1177017, 2021

[Jauberteau2021] R. Jauberteau, S. Wehbi, T. Mansuryan, K. Krupa, F. Baronio, B. Wetzel, A. Tonello, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Boosting and Taming Wave Breakup in Second Harmonic Generation”, *Frontiers in Physics* 9, 640025, 2021

[Jauberteau2022] R. Jauberteau, S. Wehbi, T. Mansuryan, A. Tonello, F. Baronio, K. Krupa, B. Wetzel, S. Wabnitz, and V. Couderc, “Twin Spotlight Beam Generation in Quadratic Crystals”, *Communications Physics* 5:197, 1-7, 2022

- **Lasery światłowodowe o ultradługiej wnęce do wykorzystania w kryptografii**  
(XLIM, Université de Limoges)

Podczas mojego pobytu w Instytucie XLIM brałam także czynny udział w projekcie mającym na celu opracowanie nowatorskiej koncepcji pozwalającej na zapewnienie bezpiecznej transmisji danych na duże odległości. W ramach tego projektu zaproponowaliśmy nowe rozwiązanie umożliwiające generowanie zaszyfrowanego alfabetu a następnie przekazywanie stworzonego z niego klucza pomiędzy dwoma stronami w bezpieczny sposób. Polegało ono na wprowadzeniu niewielkich zmian w długości kilkudziesięciokilometrowej wnęki lasera, a zatem zmianie jego widma częstotliwości radiowych. Stanowiskiem testowym do weryfikacji tego rozwiązania był laser, pracujący w paśmie telekomunikacyjnym, z wnęką złożoną z dwóch dwukierunkowych segmentów światłowodów o długości po 25 km każdy, łączących dwóch użytkowników: Alicję i Boba, przy czym każdy z tych użytkowników mógł losowo dodać do wnęki dodatkowy jednokilometrowy odcinek światłowodu za pomocą przełącznika elektrooptycznego. W rezultacie wnęka lasera miała losową długość określoną przez losową kombinację wyborów dwóch użytkowników, czyli mogła przyjmować następujące wartości: 50 km (stan 0,0), 51 km (stan 0,1 lub 1,0) lub 52 km (stan 1,1). W ten sposób w niniejszym rozwiązaniu bezpieczeństwo wymiany kluczy zostało zapewnione zawsze, gdy dwa niezależne losowe wybory Alicji i Boba prowadziły do uzyskania tej samej długości wnęki lasera, mierzonej jako wartości parametru wolnego zakresu spektralnego (*ang.* free spectral range FSR), gdyż tylko Alicja i Bob znając swój własny wybór, mogli rozróżnić dwa zaszyfrowane stany [Ton2015].

Otrzymane wyniki zostały opublikowane w jednym z czołowych czasopism optycznych *Light: Science and Applications of Nature Group* (IF: 17.782) oraz zaprezentowane na

3 konferencjach międzynarodowych, w tym na jednej konferencji jako wykład zaproszony (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych, punkty II.4 i II.7*).

#### Bibliografia:

[Ton2015] A. Tonello, A. Barthélémy, K. Krupa, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, B. M. Shalaby, S. Boscolo, S. K. Turitsyn, J. D. Ania-Castañón, „Secret key exchange in ultra-long lasers by radio-frequency spectrum coding”, *Light: Science & Applications* 4, Nature Publishing Group; e276; doi:10.1038/lssa.2015.49, 2015

- **Badanie w czasie rzeczywistym ultraszybkiej dynamiki impulsowych laserów światłowodowych**

(ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté oraz Instytut Chemii Fizycznej PAN)

W 2016 r. przenieśliśmy się do Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) na Uniwersytet Bourgogne Franche-Comté w Dijon (we Francji), aby pracować nad ultraszybkimi laserami światłowodowymi. Zajmowałam się badaniem wzajemnych oddziaływań pomiędzy impulsami generowanymi w laserach z synchronizacją modów wykorzystując technikę zwaną dyspersyjną transformatą Fouriera (DFT). Moje prace pozwoliły na eksperymentalne zarejestrowanie po raz pierwszy w czasie rzeczywistym dwóch poruszających się względem siebie impulsów femtosekundowych podczas ich obiegu we wnętrzu, dostarczając w ten sposób bezpośredniego dowodu na istnienie wewnętrznej ultraszybkiej dynamiki w laserach światłowodowych, która do tej pory była jedynie przewidywana w oparciu o symulacje numeryczne. Jedną z zarejestrowanych dynamik polegała na okresowej zmianie zarówno wartości względnej fazy jak i odległości czasowej pomiędzy dwoma solitonami. Inny pomiar pokazał natomiast, że faza może również ulegać ciągłemu wzrostowi w czasie obiegu impulsów we wnętrzu [Kr2017\_PRL].

Wyniki te zostały opublikowane w jednym z najlepszych czasopism z dziedziny fizyki, *Physical Review Letters* (IF 9.161), w którym zostały wyróżnione znakiem *Editors' Suggestion*, a także przedstawione w *APS Physics* 10, s64, 13 June 2017, *Synopsis: Coupled Solitons Jiggle Like Molecules*). Wyniki te zostały również zauważone i opisane w czasopiśmie *Science* w dwóch częściach pt. *Nonlinear Optics of Editors' Choice* oraz *The Week in Science* (*Science* 357, issue 6346, 2017). Artykuł K. Krupa et al., *PRL* 118 (2017) został zacytowany ponad 339 razy (bez autoryzowań) (według bazy Scopus).

Podczas swojego pobytu w Instytucie ICB zajmowałam się także badaniem zdolności optycznych solitonów dyssypacyjnych do samoorganizowania się w reżimie oddziaływań niekoherentnych. Zademonstrowałam eksperymentalnie istnienie nowej klasy niekoherentnych dynamik wektorowych polegających zarówno na możliwości lokowania polaryzacji, jak i jej przełączania w czasie. Wyniki te pozwoliły na uogólnienie wcześniejszych obserwacji poczynionych w przypadku koherentnych oddziaływań między impulsami. Zademonstrowałam ponadto, iż w niekoherentnym reżimie impulsowym możliwa jest zarówno generacja nieoczywistego przejściowego stanu uporządkowania spektralno-czasowego, jak i niestabilności wybuchowych (*ang.* explosive instabilities), które towarzyszą powstawaniu wektorowych fal fenomenalnych (*ang.* vector rogue waves) [Kr2017\_Optica, Gre2017].

Otrzymane wyniki zostały opublikowane w jednym z czołowych czasopism optycznych *Optica* (IF 10.644), oraz przedstawione w 6 rozdziale książki pt. „*Nonlinear Guided Wave Optics*”, pod redakcją S. Wabnitz, IOP Publishing Ltd. 2017, online ISBN: 978-0-7503-1460-2 (patrz *Wykaz punkty II.4 i II.7*).

W grudniu 2019 r. przeniosłam się do Instytutu Chemii Fizycznej PAN w Warszawie, gdzie jako adiunkt kontynuuję swoją pracę naukową, także tą związaną z badaniem ultraszybkich impulsów w czasie rzeczywistym. Prowadząc eksperymenty nad zrozumieniem zaobserwowanej w kilku wcześniejszych pracach innych naukowców tzw. dynamiki oddychania solionów dyssypacyjnych (*ang.* breathing dynamics) zaobserwowałam, iż w odróżnieniu od obecnego stanu wiedzy częstotliwość oddychania (oscylacji) może być okresowo modulowana przez dodatkowe oscylacje. Praca ta pozwoliła na eksperymentalne zademonstrowanie po raz pierwszy w eksperymencie zaburzenia sygnału zwanego podwójną bifurkacją Hopf'a pojawiającego się podczas pracy lasera światłowodowego domieszkowanego iterbem. Warto zwrócić uwagę, iż obserwacja ta sugeruje, iż oscylatory iterbowe mogą być w rzeczywistości dużo bardziej złożonymi systemami dynamicznymi niż dotychczas sądzono [Kr2022].

Wyniki te zostały opublikowane w prestiżowym czasopiśmie *Laser & Photonics Review* (IF 11.0) i zaprezentowane na 4 konferencjach międzynarodowych (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych, punkty II.4 i II.7*).

#### Bibliografia:

[Kr2017\_PRL] K. Krupa, K. Nithyanandan, U. Andral, P. Tchofo-Dinda, and Ph. Grelu, "Real-time observation of internal motion within ultrafast dissipative optical soliton molecules.", *Physical Review Letters* 118, 243901, 2017

[Kr2017\_Optica] K. Krupa, K. Nithyanandan, Ph. Grelu, „Vector dynamics of incoherent dissipative optical solitons”, *Optica* 4, 1239-1244, 2017

[Gre2017] P. Grelu, J.-M. Soto-Crespo, K. Krupa, K. Nithyanandan, S. Hamdi, A. Coillet, „Extreme wave dynamics from incoherent dissipative solitons in fiber laser cavities”, Chapter 6 in the book "Nonlinear Guided Wave Optics", Ed. Stefan Wabnitz, IOP Publishing Ltd. 2017, online ISBN: 978-0-7503-1460-2

[Kr2022] K. Krupa, T. M. Kardas, and Y. Stepanenko, "Real-time observation of double-Hopf bifurcation in an ultrafast all-PM fiber laser", *Laser and Photonics Reviews* 2100646, 1-6, 2022

- **Wymuszone rozpraszanie Ramana w światłowodach *hollow-core* wypełnionych gazem CO<sub>2</sub>**  
(ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté)

W 2019 r. podczas mojego drugiego pobytu w Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) na Uniwersytecie w Dijon zajmowałam się badaniem dynamiki spektralno-czasowej zjawiska wymuszonego rozpraszania Ramana (*ang.* SRS) we włóknie typu *hollow-core* wypełnionym gazem CO<sub>2</sub>.

Efektywne generowanie szerokopasmowych widm grzebieniowych z wykorzystaniem efektu SRS jest od kilku ostatnich lat przedmiotem dużego zainteresowania naukowców prowadzących badania w tym zakresie z wykorzystaniem światłowodów fotonicznych typu *hollow-core* wypełnionych przede wszystkim wodorem. Duża przepuszczalność tego gazu przez krzemionkę stanowi jednak poważną niedogodnością wymagającą stosowania specjalnych środków zabezpieczających włókno przed jego wyciekami. Gaz CO<sub>2</sub> nie jest natomiast przepuszczalny dla krzemionki, dzięki czemu może stanowić interesującą alternatywę dla wodoru, tym bardziej że jak pokazały moje badania gaz ten pozwala na

efektywną generację niezwykle wąskich spektralnie (około 300 MHz) grzebieni częstotliwości przy dość niskim ciśnieniu tego gazu. Faktycznie, przy zaledwie kilku barach ciśnienia CO<sub>2</sub> możliwe było wygenerowanie intensywnych widm Ramana obejmujących zakres o szerokości ponad jednej oktawy we włóknie *hollow-core* pompowanym laserem na długości fali 1064 nm o dość niskiej mocy szczytowej nieprzekraczającej 40 kW [Kr2019\_OL].

Zbadałam ponadto złożoność dynamiki spektralno-czasowej generowanego efektu SRS. W odróżnieniu od tego, co opisano we wcześniejszych pracach z wykorzystaniem wodoru, moje badania pokazały, że w gazie CO<sub>2</sub> zjawisko zwane *self-similarity* może występować również w obecności fal Stokes'a wyższych rzędów a nawet fal anty-Stokes'a. Przeprowadzony przeze mnie eksperyment wyraźnie pokazał obecność procesu *self-similarity* pomiędzy wiązką pompy i wiązką Stokes'a pierwszego rzędu, a nawet pomiędzy wiązkami Stokes'a pierwszego i drugiego rzędu [Kr2023\_JOSAB].

Otrzymane wyniki zostały opublikowane w 2 recenzowanych czasopismach i zaprezentowane na konferencji międzynarodowej CLEO/Europe-EQEC (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych*, punkty II.4 i II.7).

#### Bibliografia:

[Kr2019\_OL] K. Krupa, K. Baudin, A. Parriaux, G. Fanjoux, G. Millot, "Intense stimulated Raman scattering in CO<sub>2</sub>-filled hollow-core fibers", *Optics Letters* 44, 5318-5321, 2019

[Kr2023\_JOSAB] K. Krupa, A. Parriaux, G. Millot, G. Fanjoux, „Self-similarity in transient stimulated Raman scattering in CO<sub>2</sub>-filled hollow-core fiber”, *JOSAB* 40, 637-644, 2023

- **Nowa metoda strojenia wstęp bocznych mieszania czterofalowego (*ang.* FWM)**  
(Instytut Chemii Fizycznej PAN)

Jak już wspomniałam od grudnia 2019 r. kontynuuje moją pracę badawczą w Instytucie Chemii Fizycznej PAN w Warszawie. Jednym z naszych osiągnięć naukowych jest zademonstrowanie nowej metody pozwalającej na widmowe strojenie nieliniowego efektu mieszania czterofalowego (*ang.* FWM).

Dotychczas strojenie pasm bocznych FWM w szerokim zakresie widmowym było możliwe wyłącznie poprzez zmianę długości fali pompy. W odróżnieniu od aktualnego stanu wiedzy, mój zespół opracował nowy alternatywny sposób zmiany długości fali pasm bocznych FWM wykorzystujący efekt nieliniowej samomodulacji fazy (*ang.* self-phase modulation SPM) impulsów ćwierkających bez konieczności zmiany długości fali pompy. Efekt ten został uzyskany poprzez połączenie ze sobą dwóch światłowodów utrzymujących stan polaryzacji (*ang.* polarization maintaining PM), standardowego światłowodu (PM980) ze światłowodem fotonicznym (LMA-PM-5). Pierwsze włókno służyło do zainicjowania generacji zjawiska samomodulacji fazy, natomiast drugie włókno posłużyło do wygenerowania mieszania czterofalowego. Należy podkreślić, iż to oryginalne rozwiązanie zapewnia zakres strojenia widmowego wstęp bocznych FWM porównywalny do zakresu otrzymywanego za pomocą standardowej metody bazującej na zmianie długości fali pompy. Ta nowa metoda została zweryfikowana poprzez przeprowadzenie selektywnego obrazowania typu CARS próbki składającej się z kulek polistyrenowych oraz kropli parafiny [Cor2023\_OL].

Otrzymane wyniki zostały opublikowane w wysokocytowanym czasopiśmie *Optics Letters* oraz zaprezentowane na 2 konferencjach międzynarodowych (patrz *Wykaz osiągnięć naukowych*, punkty II.4 i II.7). Pozwoliły one także na dokonanie zgłoszenia patentowego.

## Bibliografia:

[Cor2023\_OL] C. Corso, T. Mansuryan, A. Tonello, Y. Arosa, Y. Stepanenko, V. Couderc, K. Krupa, "Tunable four-wave mixing enabled by a self-phase modulation of chirped pulses.", Optic Letters 48, 5531-5534, 2023

6. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę.

### • Działalność dydaktyczna

2022        **Profesor Wizytujący** (Université de Limoges, Francja, w ramach Europejskiego projektu Master Erasmus Mundus EMIMEO)

*Przedmiot:* Optoelektronika

16 godzin zajęć laboratoryjnych (w języku angielskim) na poziomie studiów magisterskich

2012 – 2015 **Asystent dydaktyczny** (Université de Limoges, Faculté des Sciences et Techniques, Francja)

*Przedmiot:* Fotonika, Optyka, Podstawy Fizyki, Optyczne systemy komunikacyjne

180 godzin zajęć laboratoryjnych (w języku francuskim) na poziomie studiów licencjackich i magisterskich

2004 – 2009 **Asystent** (Politechnika Warszawska, Wydział Mechatroniki)

*Przedmiot:* Fotonika, Optyka eksperymentalna, Metody interferometryczne

300 godzin zajęć laboratoryjnych na poziomie studiów licencjackich i magisterskich oraz w ramach programu Master ERASMUS MUNDUS (NEMO) Summer School on "Micro-Optics Measurement & Characterization"

### • Promotorstwo & Współpromotorstwo post-doc'ów

Promotorstwo:

2020 – 2023 dr Fatemeh Ghasemi – post-doc w Instytucie Chemii Fizycznej PAN

Temat: Ultraszybkie lasery światłowodowe do zastosowań w mikroskopii SRS.

Współpromotorstwo:

2018        dr Alioune Niang – post-doc na Uniwersytecie w Brescia (Włochy)

Temat: Kształtowanie wiązki w światłowodach wielomodowych.

- **Współpromotorstwo doktorantów**

2020 – 2024 Pani Cassia Corso Silva – doktorantka w Instytucie Chemii Fizycznej PAN

Temat: Przeszajalne źródła laserowe do obrazowania Ramanowskiego – planowany termin obrony 2024

2020 – 2024 Pan Mateusz Pielach – doktorant w Instytucie Chemii Fizycznej PAN

Temat: Konstrukcje oraz skalowanie energii impulsu w całkowicie światłowodowych oscylatorach femtosekundowych – planowany termin obrony 2024

- **Promotorstwo & Współpromotorstwo studentów studiów magisterskich**

Promotorstwo:

2023 Pani Yasaman Rahmanimanesh – praca magisterska realizowana we współpracy naukowej między Wydziałem Fizyki Politechniki Warszawskiej a Instytutem Chemii Fizycznej PAN

Temat: Kształtowanie czasowej dynamiki ultraszybkich laserów zbudowanych na światłowodach utrzymujących polaryzację.

Współpromotorstwo:

2018 Pani Graciela Garmendia Castaneda – praca magisterska realizowana na Uniwersytecie w Brescia (Włochy)

Temat: Badanie nieliniowej dynamiki stanu polaryzacji w światłowodach optycznych.

2015 Pan Riccardo Fona – praca magisterska realizowana we współpracy naukowej „cotutelle” pomiędzy Uniwersytetem w Brescia (Włochy) a Uniwersytetem w Limoges (Francja)

Temat: Badanie dopasowania fazowego generacji drugiej harmonicznej w kryształach nieliniowych w kontekście przestrzennego zjawiska zwanego *beam self-cleaning*.

2012 Pan Sény Turé – praca magisterska realizowana na Uniwersytecie w Limoges (Francja)

Temat: Efekt mieszania czterech fal w światłowodach optycznych.

2011 Pani Michela Bettenzana – praca magisterska realizowana we współpracy naukowej „cotutelle” między Uniwersytetem w Brescia (Włochy) a Uniwersytetem w Limoges (Francja)

Temat: Konwersja częstości w światłowodach w oparciu o zjawisko mieszania czterech fal typu *Bragg Scattering*.

- **Działalność organizacyjna**

2022 Współorganizowanie szkoły letniej Siegman International School on Lasers, 25 czerwiec – 2 lipiec 2022r., Chęciny, Polska

- **Działalność popularyzująca naukę**

- 2023            Udział w popularnonaukowym programie „Krypton” odc. 2, transmitowanym w TVP Nauka
- 2018            Wywiad do artykułu prasowego opublikowanego w lokalnej gazecie włoskiej *Giornale di Brescia*: “Nuove fibre ottiche per il laser del futuro” (pl. “Nowe włókna optyczne do budowy laserów przyszłości”)
- 2018            Udział w *The European Researchers’ Night* organizowanym na Uniwersytecie w Brescia we Włoszech;
- 2015            Wygłoszenie wykładu popularnonaukowego na temat laserów i ich zastosowań w liceum “Turgot” w Limoges we Francji;
- 2009 – 2013    Udział w *Dniach Otwartych* dla licealistów ostatnich lat organizowanych na Politechnice Warszawskiej oraz Uniwersytecie w Limoges;
- 2007            Udział w wystawie pt. *Fascination of The Light* na Politechnice Warszawskiej. Celem tego wydarzenia, adresowanego przede wszystkim do dzieci i młodzieży, była popularyzacja nauki z dziedziny optyki i fotoniki poprzez wzbudzenie w nich zainteresowania fizyką światła.

7. Oprócz kwestii wymienionych w pkt. 1-6, wnioskodawca może podać inne informacje, ważne z jego punktu widzenia, dotyczące jego kariery zawodowej.

- Kwalifikacje na ubieganie się o stanowiska uniwersyteckie  
2012 – 2027: « Maître de Conférences » (pl. Adiunkt) otrzymane od Francuskiej Rady Uniwersyteckiej (fr. CNU)  
2018 – 2029: « Professore Universitario di II fascia » (pl. Adiunkt) otrzymane od Włoskiego Ministerstwa Edukacji i Nauki (it. MIUR)
- Udział w komisjach do obrony doktoratu  
jako recenzent:  
2024: Pani Zahra Eslami, Tampere University, Tampere, Finlandia  
jako członek komisji:  
2021: Pan Kilian Baudin, Université Bourgogne Franche-Comté, Dijon, Francja  
2021: Pan Mesay Addisu Jima, Università degli Studi di Brescia, Włochy oraz Université de Limoges, Limoges, Francja  
2018 : Pan Carlos Mas Arabi, Université de Lille, Lille, Francja
- Członek podkomisji naukowych międzynarodowych konferencji  
2024: CLEO US  
2023: IEEE Summer Topical Meeting Series (SUM’2023)  
2023: CLEO/Europe-EQEC  
2021: OSA Nonlinear Optics Topical Meeting (NLO)

- Session Chair na konferencjach międzynarodowych
- Recenzent w międzynarodowych czasopismach (OSA, Elsevier, Science group, Nature group)
- 2021-2022: Wizytujący Profesor na Uniwersytecie w Limoges we Francji
- Zewnętrzny recenzent w procesie oceny wniosków w ramach naboru Sonata Bis Narodowego Centrum Nauki (NCN) (2018r.) oraz w ramach konkursów Izraelskiej Fundacji Nauki (2024r.).
- Członek komisji stypendialnej w programie *Rezonatory* Fundacji Candela dla utalentowanych studentów i studentek polskich kierunków związanych z optyką i fotoniką w latach 2022 i 2023
- Współpracownicy międzynarodowi:  
 Dr. V. Couderc, Dr. A. Barthélémy i Dr. A. Tonello, Instytut XLIM, Université de Limoges (Francja);  
 Prof. G. Millot, Prof. A. Picozzi i Prof. Ph. Grelu, Instytut ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté (Francja);  
 Prof. S. Wabnitz, Sapienza Università di Roma (Włochy);  
 Prof. D. Modotto, Prof. F. Baronio, Università degli Studi di Brescia (Włochy);  
 Prof. A. Aceves, the Southern Methodist University of Dallas (USA);

.....  
 (podpis wnioskodawcy)