

Solitony optyczne w chiralnym nematycznym ciekłym kryształach

Spis treści

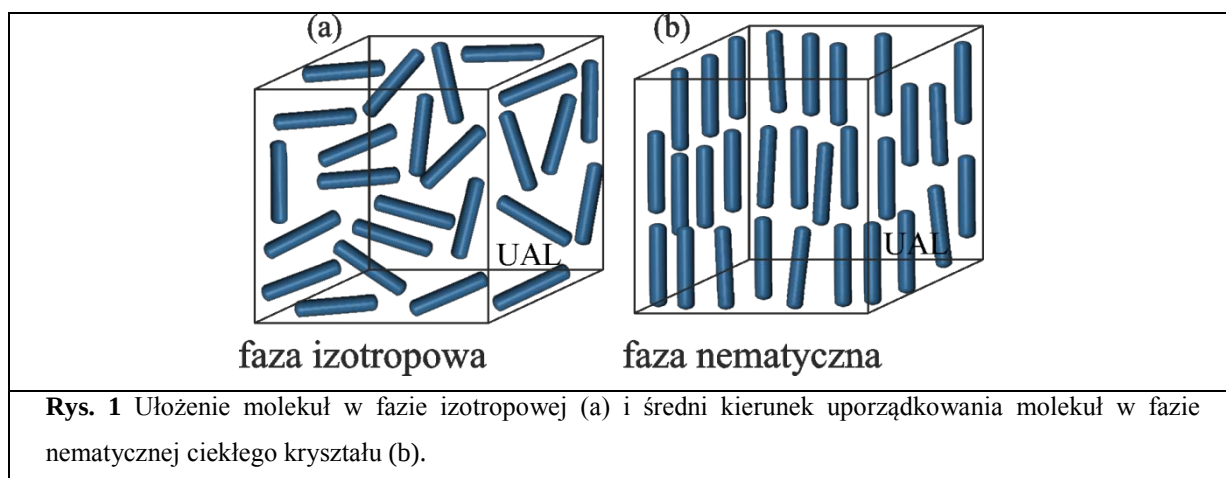
1. Podstawowe właściwości i budowa ciekłych kryształów	1
2. Chiralne nematyczne ciekłe kryształy.....	4
3. Komórka ciekłokrystaliczna	6
4. Obserwacja propagacji nieliniowej – generacja solitonu przestrzennego	7
5. Układ eksperymentalny.....	8
6. Wykonanie doświadczenia	15
Dodatki:	16
7. Propagacja dyskretna	16
8. Parametry wykorzystywanych w doświadczeniu ciekłych kryształów	17
Literatura:	18

1. Podstawowe właściwości i budowa ciekłych kryształów

Ciekłe kryształy, zwane również cieczami anizotropowymi stanowią stan pośredni pomiędzy kryształami a cieczami. Dzięki temu łączą charakterystyczną dla kryształów zdolność do dalekiego uporządkowania z typową dla cieczy zdolnością do płynięcia. Ciekłe kryształy są substancjami organicznymi lub metaloorganicznymi najczęściej zbudowanymi z prętopodobnych molekuł o dużej anizotropii fizycznej. Dzięki oddziaływaniom typu van der Waalsa charakteryzują się dalekozasięgowym uporządkowaniem orientacyjnym molekuł. Średni kierunek uporządkowania opisywany jest poprzez bezwymiarowy wektor, tzw. dyrektor, $\mathbf{n}$. Dyrektor reprezentuje tylko położenie długich osi molekuł i nie odwzorowuje żadnych innych własności. Molekuły ciekłokrystaliczne są

w większości przypadków jednoosiowe i środkowosymetryczne, co oznacza, że ich właściwości fizyczne w kierunkach $+\mathbf{n}$ i $-\mathbf{n}$ są jednakowe

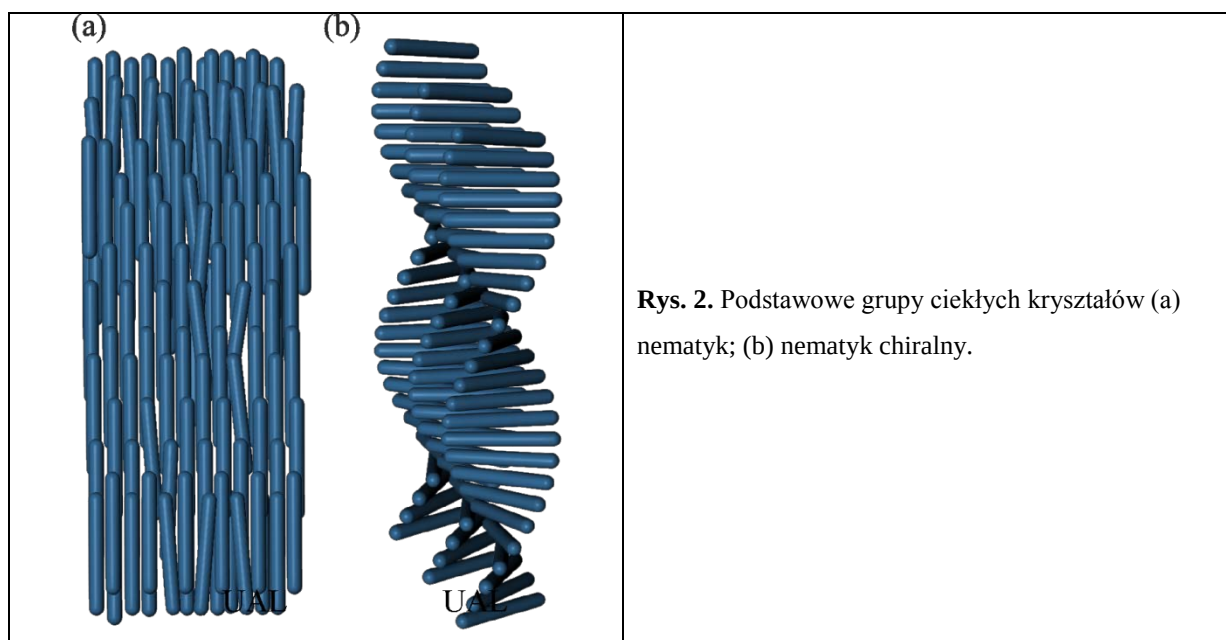
Równoległe uporządkowanie molekuł ulega zniszczeniu po podgrzaniu do odpowiednio wysokiej temperatury, (tzw. temperatura przejścia nematic-faza izotropowa), w której nie występuje już dalekozasięgowe uporządkowanie i ciekły kryształ przechodzi w fazę izotropową.



Uporządkowanie molekuł w stanie ciekłokrystalicznym zależy od ich kształtu, własności molekularnych i charakteru oddziaływań. W zależności od orientacji i stopnia uporządkowania molekuł, ciekłe kryształy można podzielić na trzy podstawowe grupy: nematicy, smektyki i nematicy chiralne. Na rysunku 2 przedstawiono nematicy i nematicy chiralne.

Nematiczne ciekłe kryształy charakteryzują się jedynie równoległym ustawieniem długich osi molekuł i jest to ich jedynie uporządkowanie (rys. 2a). Molekuły mogą przemieszczać się we wszystkich trzech kierunkach i dodatkowo obracać wzdłuż swoich długich osi z zachowaniem ich równoległości względem siebie.

Nematicy chiralne zwane również cholesterykami (rys. 2b). charakteryzują się konfiguracją spiralną całej struktury. Równoległe względem siebie molekuły leżą płasko w warstwach, dodatkowo warstwy te są względem siebie skręcone, co daje w efekcie układ spiralny. Jednym ze sposobów otrzymywania nematiców chiralnych jest dodanie domieszki chiralnej do nematicznego ciekłego .

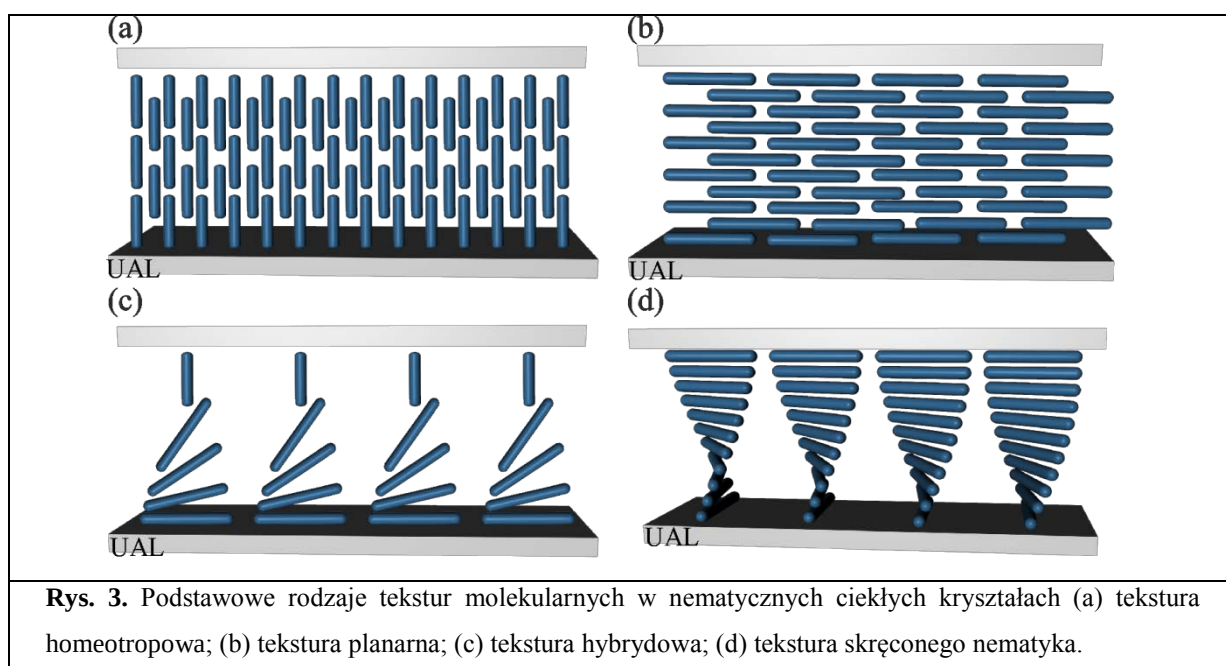


Rys. 2. Podstawowe grupy ciekłych kryształów (a) nematyk; (b) nematyk chiralny.

Typy tekstur w ciekłych kryształach

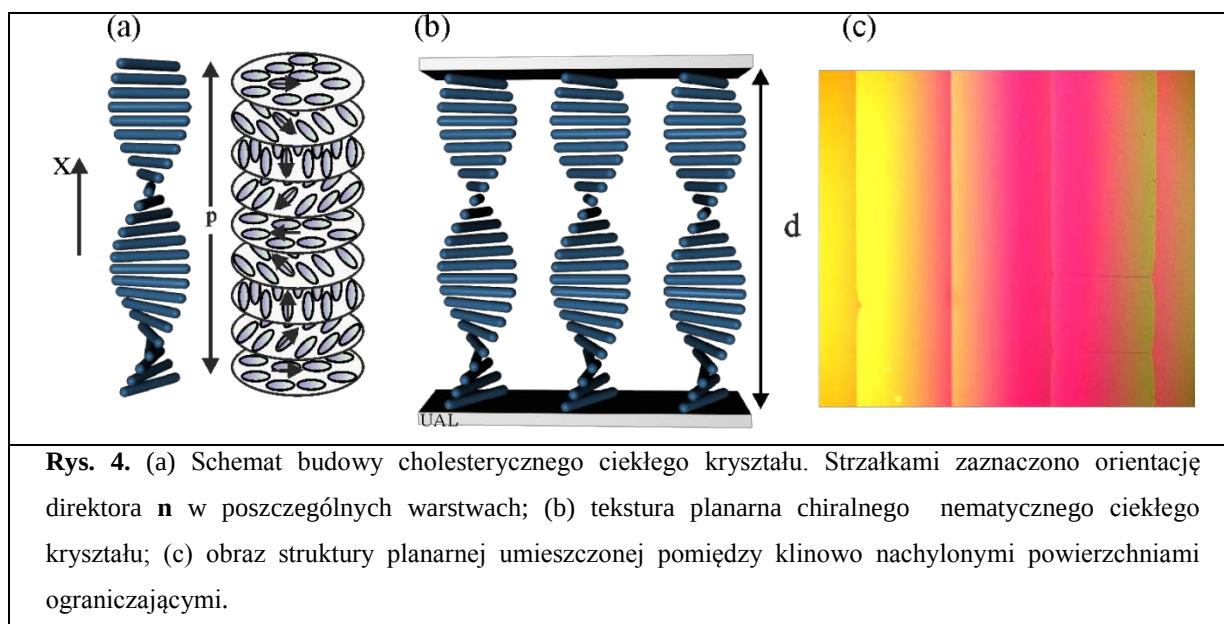
Teksturą nazywa się sposób przestrzennego uporządkowania części składowych pewnego zbioru. W przypadku tekstur w ciekłych kryształach opisowi podlega sposób ułożenia długich osi molekuł. Odpowiednie przygotowanie płytek ograniczających umożliwia uzyskanie różnych orientacji direktora w stosunku do powierzchni granicznych. Wyróżnia się cztery podstawowe typy tekstur, przedstawione schematycznie na rys. 3.

W niniejszym doświadczeniu wykorzystywana będzie jedynie tekstura planarna (rys. 3b). Charakteryzuje się ona równoległym ustawieniem długich osi molekuł do płytek ograniczających. Uporządkowanie planarne najczęściej uzyskuje się poprzez jednokierunkowe polerowanie powierzchni nośnych materiałem zostawiających ślady w postaci mikrorowków. Inną metodą jest pokrycie ścianek substancjami (np. niektóre organiczne związki krzemu, barwniki), których molekuły przyjmują płaskie położenie na tych powierzchniach i pociągają za sobą molekuły nematyka. Warstwa planarnie zorientowane ciekłego kryształu przypomina płytkę dwójłomną i umieszczona między skrzyżowanymi polaryzatorami rozjaśnia pole widzenia.



2. Chiralne nematyczne ciekłe kryształy

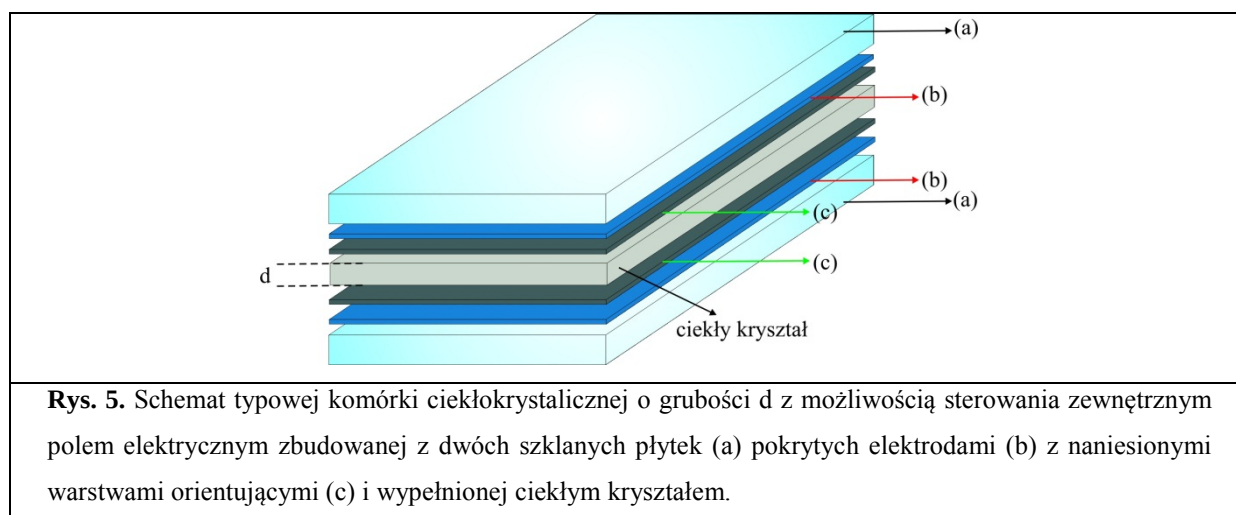
Nematyki chiralne charakteryzują się konfiguracją spiralną. Na odległościach rzędu rozmiarów molekularnych niczym nie różnią się od nematyków, przestrzennie natomiast powstaje periodyczna struktura helikoidalna (wzdłuż osi x układu współrzędnych) o skoku p (skok helisy) – rys. 4. Określona molekula może mieć równoległych sąsiadów leżących na prawo bądź lewo od niej. Molekuły leżące pod nią lub na nią muszą być względem molekuly środkowej skręcone o pewien niewielki kąt. Skok helisy definiuje odległość, po jakiej dyrektor obrócony jest o 360° . W przeciwieństwie do zwykłych nematyków, w nematykach chiralnych nie występuje symetria odbicia, oznacza to, że molekuly różnią się od swojego odbicia lustrzanego. Chiralne nematyczne ciekłe kryształy mogą tworzyć trzy podstawowe rodzaje tekstur analogiczne do tekstur w nematycznych ciekłych kryształach: konfokalną, planarną i homeotropową. Rysunek 4b przedstawia planarną teksturę nematyka chiralnego.



Tekstura planarna, zwana również teksturą płaską Grandjeana. Oś helikoidy cholesterycznej w warstwie o idealnej teksturze planarnej jest skierowana prostopadle do powierzchni ograniczających. Warstwy cholesterolowe, a więc znajdujące się w nich molekuly leżą równoległe do powierzchni nośnych. Tekstura planarna oświetlona światłem białym mieni się kolorami a zabarwienie to zmienia się w zależności od kąta widzenia. Teksturę planarną uzyskuje się analogicznie jak teksturę planarną w zwykłych nematykach, czyli poprzez narzucenie warunków brzegowych, takich, aby molekuly stykające się z powierzchniami ograniczającymi były uporządkowane równoległe do tych powierzchni. Tak uzyskana tekstura jest trwała i może utrzymać się przez długi czas, przez wiele miesięcy a nawet lat. Można ją również uzyskać poprzez mechaniczny nacisk lub rozcieranie tekstury konfokalnej. Pod wpływem lekkiego przesunięcia płytek tekstura konfokalna zanika a w jej miejsce pojawia się tekstura planarna. Tak wytworzona tekstura płaska jest jednak nietrwała i powoli powraca samorzutnie do tekstury konfokalnej. Jeśli planarnie zorientowana warstwa umieszczona zostanie pomiędzy klinowo nachylonymi powierzchniami ograniczającymi, to w obrazie mikroskopowym widać wyraźnie warstwy oddzielone od siebie liniami dysklinacji – rys. 4c. Dzięki siłom włoskowatości ciekły kryształ całkowicie wypełnia szczelinę a w wyniku działania nachylonych powierzchni spirala cholesterolowa jest zdeformowana w sposób ciągły. Sąsiednie warstwy różnią się między sobą o połowę skoku helisy. Efekt ten łatwo może być wykorzystany do pomiaru wartości skoku helisy nematyka chiralnego.

3. Komórka ciekłokrystaliczna

Typowa i najprostsza komórka ciekłokrystaliczna zbudowana jest z dwóch równoległych szklanych płytek i umieszczonego między nimi ciekłego kryształu (Rys. 5). W komórkach, w których wymagana jest możliwość sterowania zewnętrznym polem elektrycznym na płytki szklane nanosi się warstwy przewodzące, przezroczyste elektrody wykonane z domieszkowanych tlenków metali. Wymuszenie orientacji ciekłego kryształu uzyskuje się poprzez naniesienie na powierzchnię elektrod warstw orientujących (wykonanych z materiałów organicznych lub tlenkowych), takie aby na ich powierzchni uzyskać silne kotwiczenie molekuł.



Grubość warstwy ciekłokrystalicznej kontrolowana jest poprzez dystansowniki umieszczone po bokach komórki, w postaci pasków o określonej grubości lub szklanych kulek o określonej średnicy.

W większości rzeczywistych komórek ciekłokrystalicznych powierzchnie ograniczające narzucają silne warunki brzegowe i mogą nieznacznie modyfikować wartość skoku helisy. Wartość nominalna skoku helisy $p = 2\pi/q_0$ jednak z uwagi iż stany $\mathbf{n}$ i $-\mathbf{n}$ są nierozróżnialne periodyczność wzdłuż osi x

określana jest jako $P = p/2 = \pi/q_0$

4. Obserwacja propagacji nieliniowej – generacja solitonu przestrzennego

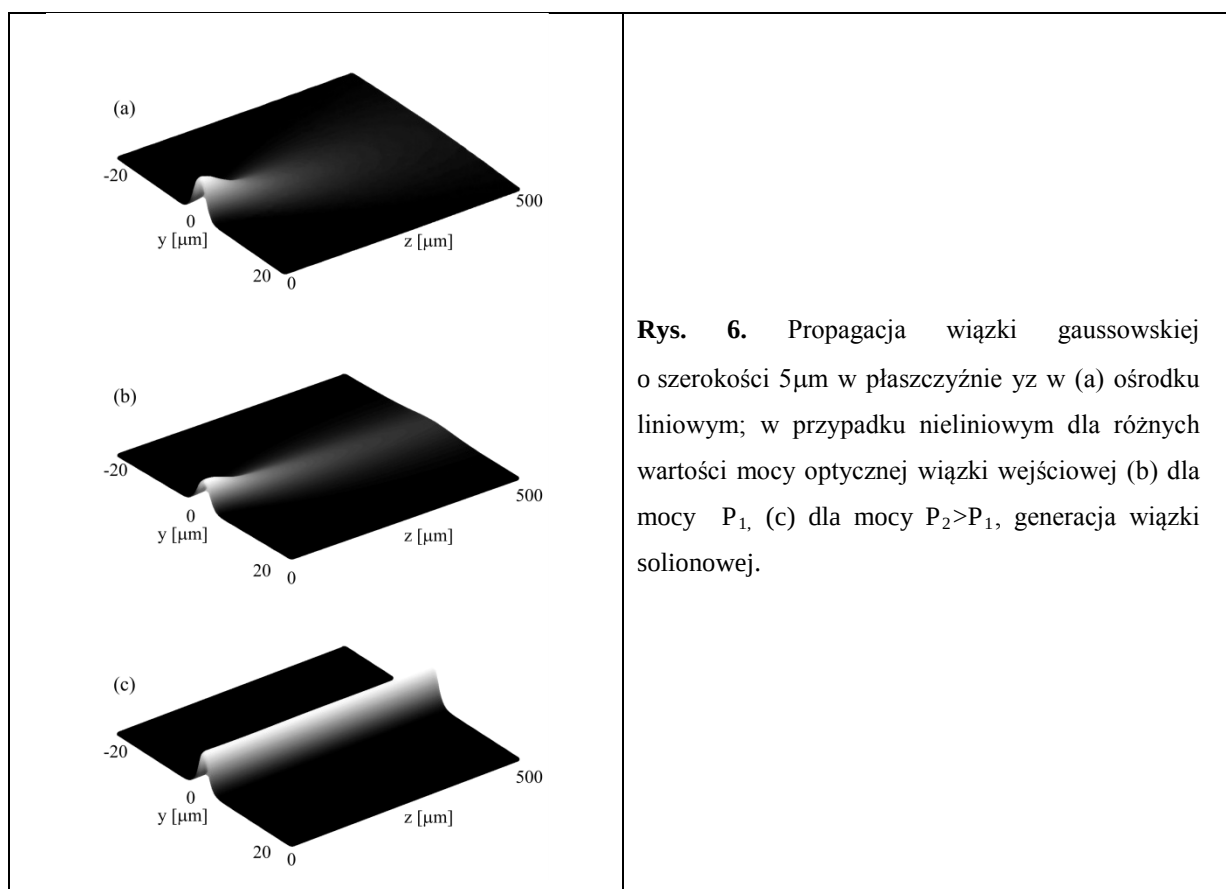
Wiązka ograniczona przestrzennie rozchodząca się w ośrodku jednorodnym, $n=\text{const}$, ulega poszerzeniu na drodze swojej propagacji ulegając zjawisku dyfrakcji. W ośrodku nieliniowym, zjawisko samoogniskowania przeciwdziała dyfrakcji. Zjawisku samoogniskowania zawsze towarzyszy dyfrakcja. Są to efekty przeciwstawne, których współistnienie prowadzi do zawężania lub poszerzania wiązki w zależności, które ze zjawisk dominuje. Dla odpowiedniego rozkładu poprzecznego wiązki i amplitudy zjawiska te mogą się wzajemnie kompensować. Powoduje to powstanie wiązki, która nie zmienia swojego kształtu na drodze propagacji. Taka autokolimująca się wiązka nazywana jest solitonem przestrzennym. W literaturze mianem solitonu przestrzennego określane są wiązki światła, które nie zmieniają swojego kształtu i charakteru na odległościach znacznie większych niż zasięg Rayleigh'a. Wiązki takie nie zawsze są stabilne i możliwy jest ich rozpad na skutek szumów w układzie. Poprawną nazwą dla takich wiązek powinna być wiązka solitonowa (ang. *solitary wave*).

Rysunek 6a przedstawia poszerzenie natężenia wiązki gaussowskiej w kierunku poprzecznym ze wzrostem odległości propagacji (w kierunku osi z). Rys. 6b,c przedstawia propagację wiązki w przypadku nieliniowym (nieliniowość typu Kerra). Dyfrakcja jest kompensowana przez niejednorodność rozkładu współczynnika załamania $n(x,y)$ na skutek wzrostu natężenia wiązki światła. Wiązka zagina się w kierunku obszaru gdzie występuje większy współczynnik załamania (rys.6b). Dla dostatecznie dużej mocy optycznej uzyskuje się wiązkę rozchodzącą się bez zmiany swojego kształtu i amplitudy (rys. 6c).

Warunek uzyskania wiązki solitonowej można oszacować porównując wpływ zjawiska dyfrakcji i samoogniskowania na propagację wiązki. Rozbieżność kątowa wiązki γ wynikająca z dyfrakcji jest

odwrotnie proporcjonalna do jej szerokości w_0 , w przypadku wiązek gaussowskich: $\gamma = \frac{2}{nk_0 w_0}$.

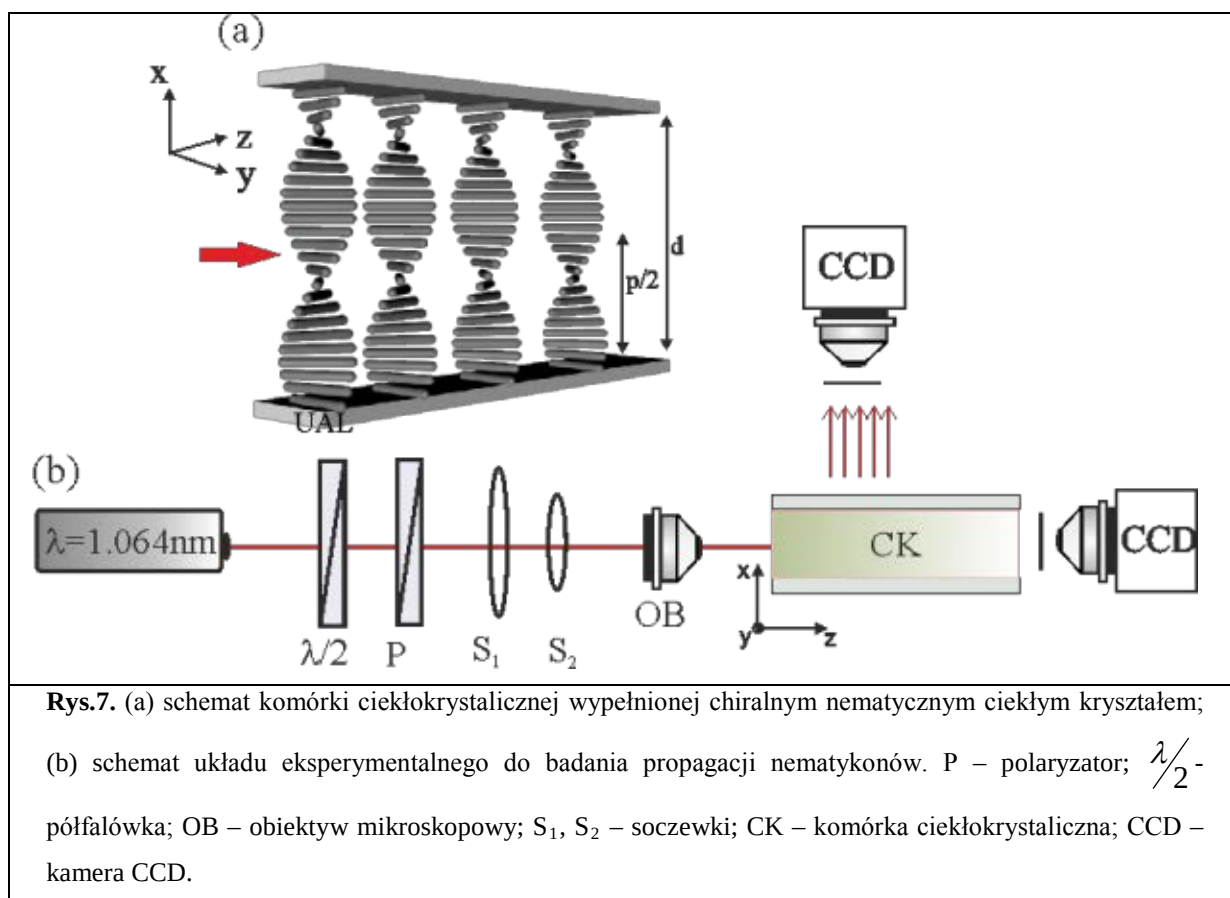
Odpowiadająca tej rozbieżności odległość na której szerokość wiązki wzrasta $\sqrt{2}$, nazywana jest zasięgiem Rayleigh i określana jest jako: $z_R = \frac{nk_0 w_0^2}{2}$. Eksperymentalnie za soliton przestrzenny uważa się wiązkę, która propaguje się na odległość będącą wielokrotnością zasięgu Rayleigh'a, nie ulegając przy tym poszerzeniu dyfrakcyjnemu.



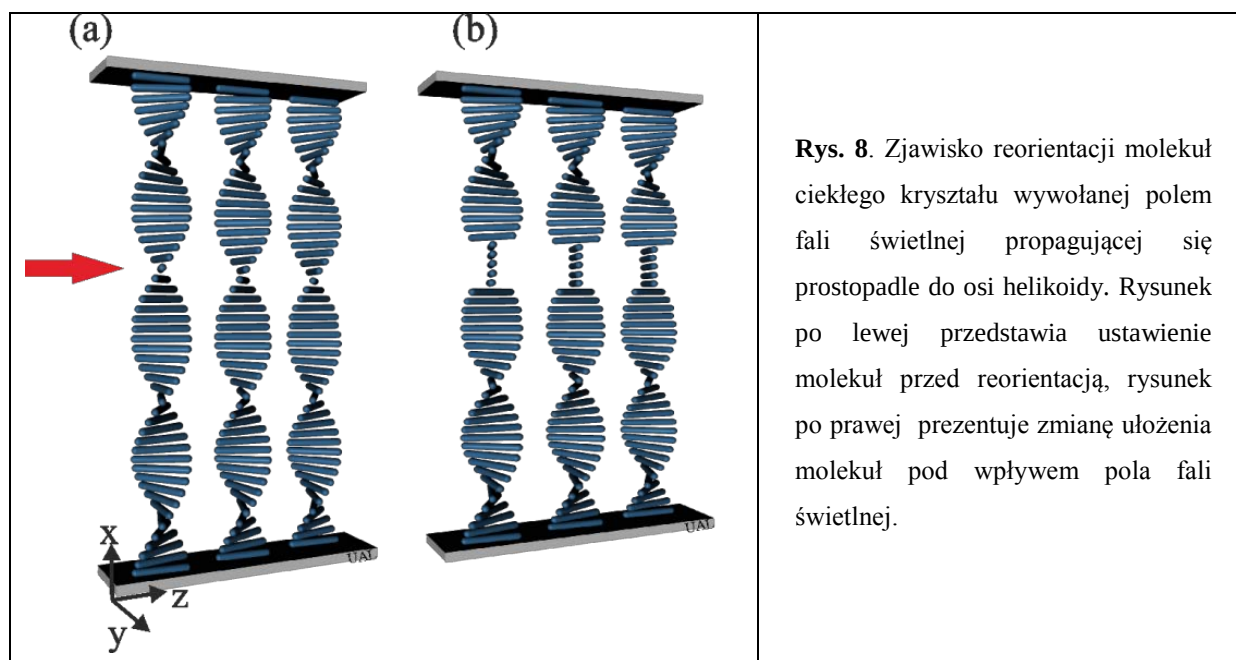
5. Układ eksperymentalny

Celem eksperymentu jest obserwacja efektów nieliniowych i generacja solitonów przestrzennych w komórkach z chiralnym nematycznym ciekłym kryształem. Podstawowy układ eksperymentalny przedstawiony został na rys. 7.

Jako źródło światła wykorzystany jest liniowo spolaryzowany laser o długości fali $\lambda = 1064\text{nm}$. Wiązka wprowadzana jest do komórki przy pomocy obiektywu mikroskopowego o odpowiednim powiększeniu. Komórka umieszczona jest na stoliku mikrometrycznym umożliwiającym precyzyjną zmianę jej położenia w kierunkach x, y, z . Półfalówka i polaryzator pozwalają na płynną zmianę mocy oraz stanu polaryzacji na wejściu do komórki. Propagacja światła rejestrowana jest za pomocą kamery CCD o wysokiej rozdzielczości, połączonej z obiektywem mikroskopowym umieszczonym nad komórką. Rejestrowany obraz w płaszczyźnie yz jest wynikiem rozproszenia wiązki świetlnej prowadzonej w warstwie ciekłokrystalicznej. Druga kamera CCD służy do rejestracji obrazu na wyjściu komórki, czyli w płaszczyźnie xy .



Struktura skręcona analizowanej warstwy ciekłokrystalicznej powoduje, że współczynnik załamania zmienia się gradientowo od wartości n_0 do wartości n_e dla polaryzacji wzdłuż osi y . Wiązka światła propaguje się w wąskiej warstwie, tam gdzie współczynnik załamania jest największy, czyli w obszarze gdzie molekuly są równoległe do pola elektrycznego. Wzrost mocy optycznej prowadzi do zwiększenia obszaru gdzie $\theta \sim 0$ (rys. 8), wiązka światła lokalnie rozkręca helisę, co zwiększa efektywny współczynnik załamania warstwy. Prowadzi to w konsekwencji do uzyskania wiązki solionowej.

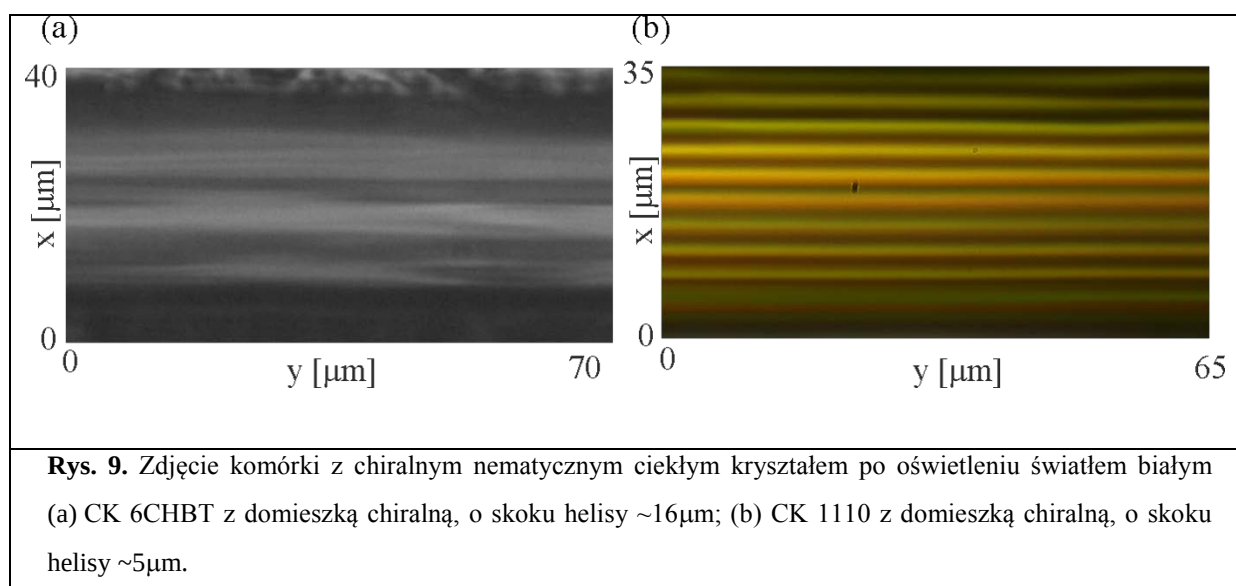


Opisany powyżej mechanizm dotyczy prowadzenia wiązki w jednej warstwie. Jednakże stosowana geometria umożliwia wyróżnienie kilku warstw w danej komórce ciekłokrystalicznej, w których możliwe jest uzyskanie nematikonu. Periodyczność chiralnego nematycznego ciekłego kryształu równa jest połowie skoku helisy, jednocześnie obszar ten stanowi pojedynczą warstwę, w której może odbywać się propagacja wiązki. W komórkach z chiralnym nematycznym ciekłym kryształem liczba warstw zdefiniowana jest poprzez stosunek grubości komórki do wartości połowy skoku helisy:

$$W = \frac{d}{p/2} \quad (1)$$

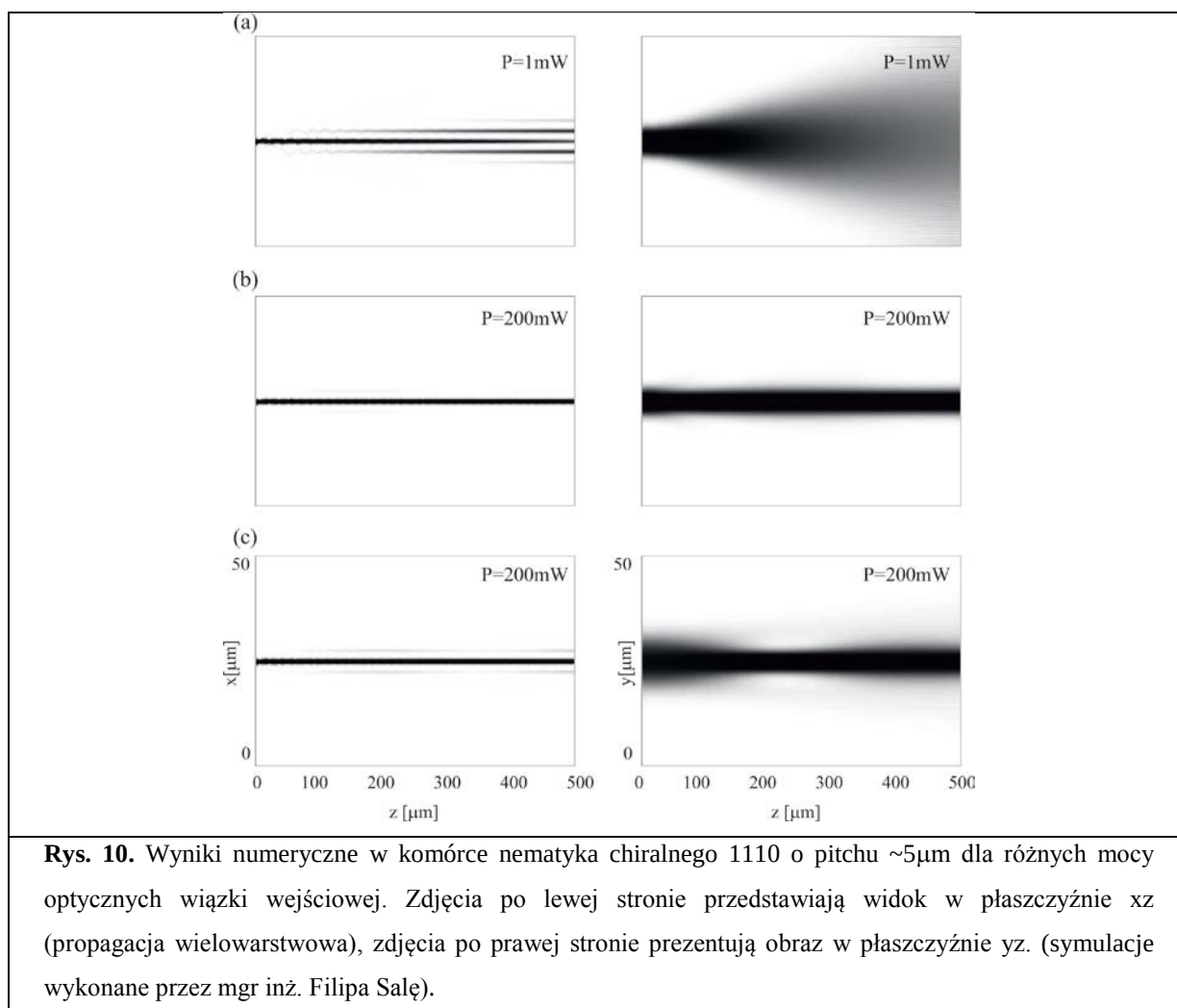
gdzie W określa liczbę warstw, w których może odbywać się propagacja wiązki.

Przykładowy obraz ukazujący utworzone warstwy w komórce nematyka chiralnego zaprezentowany jest na rys.9. Obrazy uzyskano po oświetleniu komórki światłem białym. W zależności od grubości i wartości skoku helisy uzyskuje się różną liczbę warstw w strukturze.



Możliwość uzyskania propagacji wiązki solitonowej w każdej z warstw można zweryfikować eksperymentalnie. Po uzyskaniu propagacji wiązki solitonowej w strukturze, dla ustalonej wartości mocy i polaryzacji wiązki na wejściu, należy zmieniać położenie komórki wzdłuż osi x , obserwując obraz na wyjściu komórki.

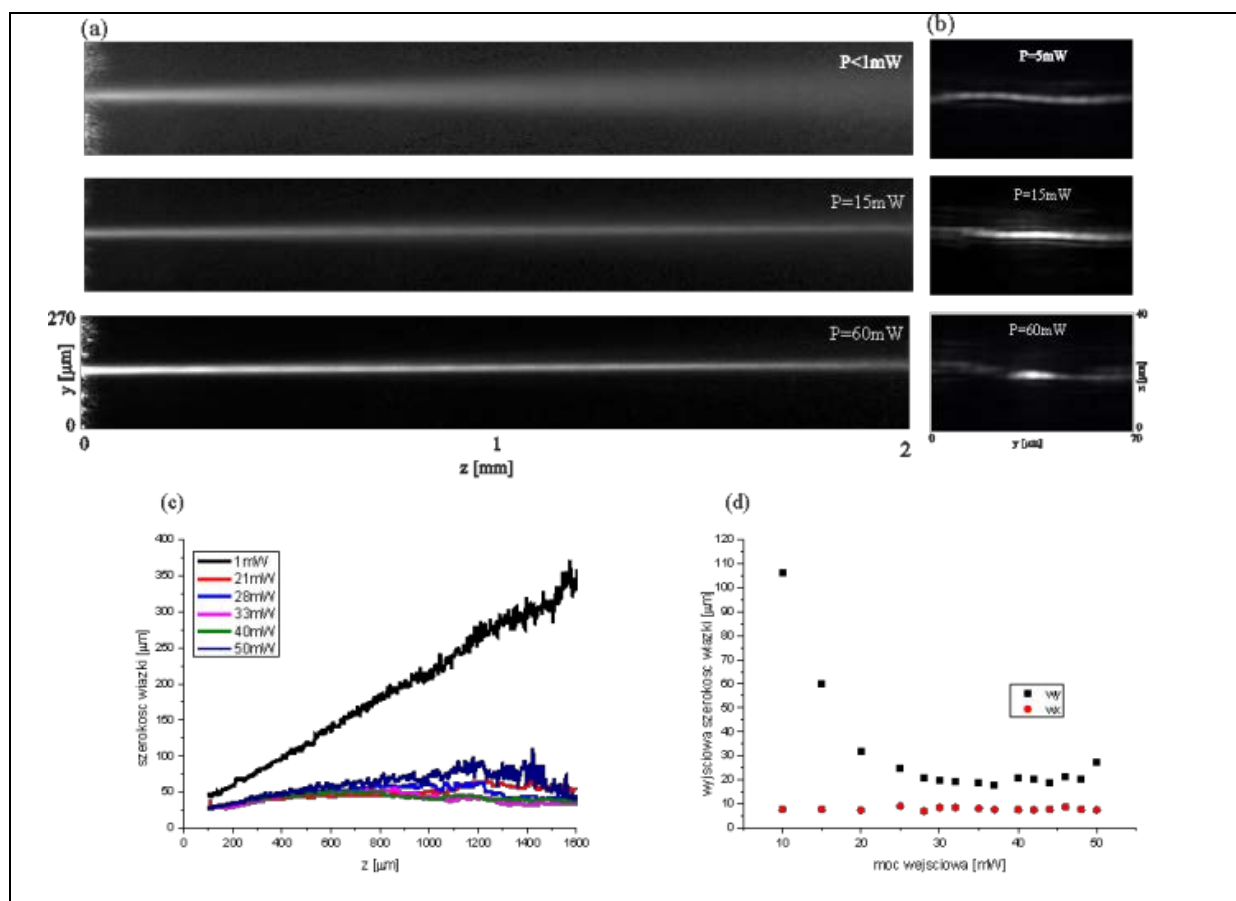
Wielowarstwowość powoduje, że współczynnik załamania zmienia się gradientowo wraz z osią x , oznacza to, że analizowana komórka może być traktowana jak matryca falowodów o periodycznej modulacji współczynnika załamania. Wykorzystując niejednorodny rozkład współczynnika załamania można zaobserwować propagację dyskretną w płaszczyźnie xz przy jednoczesnej obserwacji „klasycznej” (przestrzennej) dyfrakcji w płaszczyźnie yz . Przykładowe wyniki numeryczne pokazujące jednoczesną propagację w płaszczyźnie yz oraz xz przedstawione zostały na Rys. 10



Aby możliwa była obserwacja propagacji dyskretnej spełnionych musi być kilka warunków. Po pierwsze sąsiednie warstwy muszą być w ściśle określonej odległości od siebie, tak aby możliwe było wnikanie pola modu z jednej warstwy do drugiej. Dodatkowo różnica współczynników załamania nie może być zbyt duża, gdyż wtedy nie zaobserwuje się przełączania wiązki. Odległość warstw można zmieniać zmieniając wartość skoku helikoidy a różnicę współczynników załamania pomiędzy sąsiednimi warstwami poprzez zmianę dwójłomności ciekłego kryształu.

Dużym ograniczeniem eksperymentalnym jest długość komórki, z uwagi na silne tłumienie i rozpraszanie komórka nie powinna być dłuższa niż kilka milimetrów aby możliwe było zaobserwowanie sygnału wyjściowego.

Przykładowe wyniki eksperymentalne propagacji wiązki o średnicy początkowej i długości fali $\lambda = 1064\text{nm}$ zaprezentowane są na rys. 11.

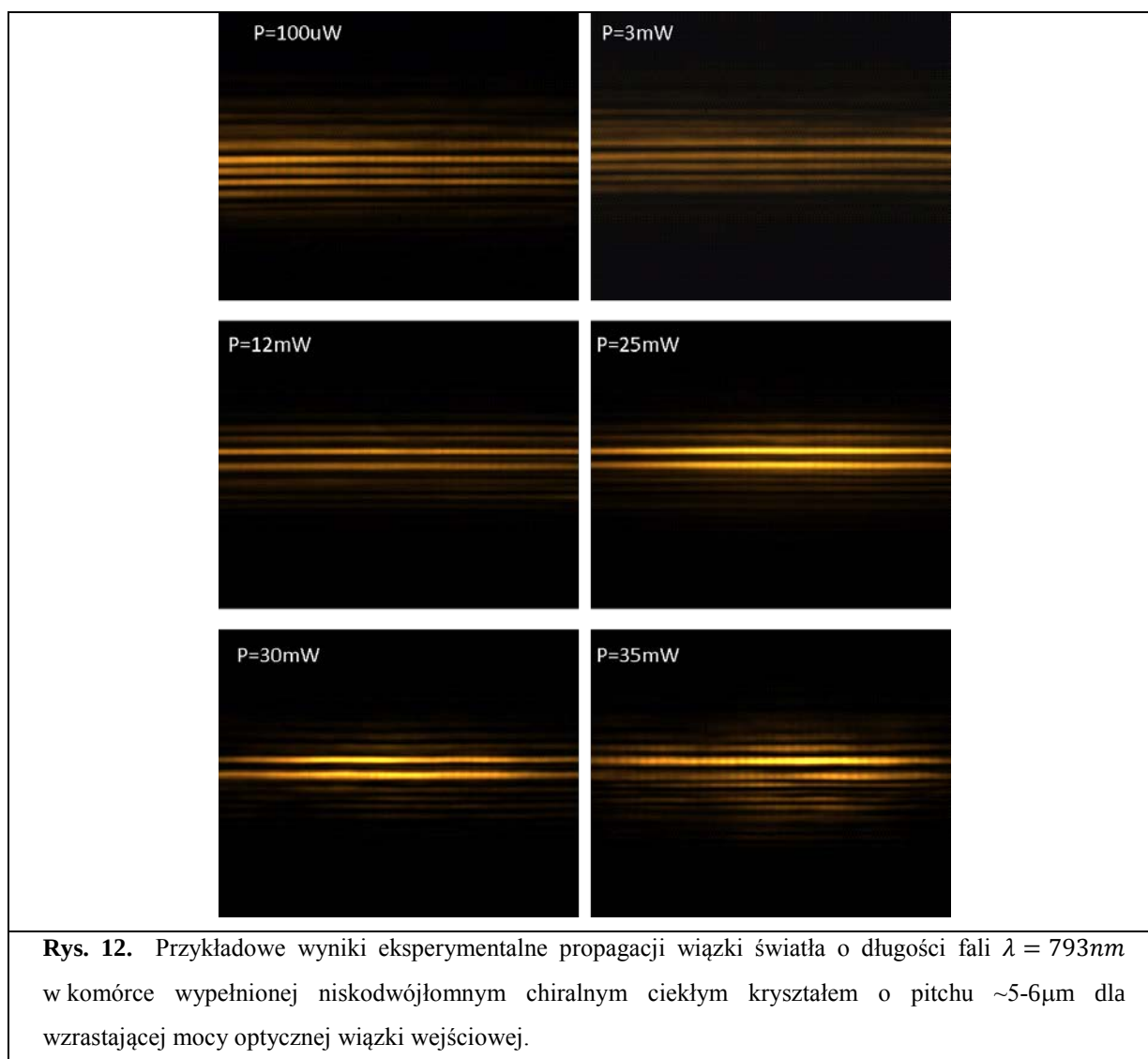


Rys. 11. Wyniki eksperymentalne propagacji wiązki światła o długości fali $\lambda = 1064\text{nm}$ w komórce o grubości $\sim 40\mu\text{m}$ wypełnionej ciekłym kryształem 6CHBT z domieszką chiralną, o pitchu $\sim 16\mu\text{m}$ (a) propagacja wiązki w płaszczyźnie yz dla wzrastającej mocy optycznej wiązki wejściowej; (b) obraz na wyjściu komórki dla wzrastającej wartości mocy optycznej wiązki wejściowej; (c) zależność szerokości wiązki od odległości propagacji dla różnych wartości mocy; (d) szerokości wiązki odpowiednio wg osi x i y w funkcji mocy wiązki wejściowej.

Rysunek 11a przedstawia przykładowe wyniki eksperymentalne propagacji wiązki światła o średnicy początkowej $FWHM \sim 8\mu\text{m}$ w płaszczyźnie yz dla wzrastającej wartości mocy optycznej wiązki. Rysunek 11b pokazuje widok w płaszczyźnie xy dla $z = 2,5\text{mm}$ (czyli na wyjściu komórki). Z uwagi na duży skok helisy ($p \sim 16\mu\text{m}$) w analizowanej komórce nie obserwowano sprzęgania wiązki do sąsiednich warstw, propagacja światła odbywała się jedną warstwą. Rysunek 11c przedstawia zależność szerokości wiązki w funkcji odległości propagacji, dla mocy $P > 15\text{mW}$ otrzymano generację

wiązki solitonowej, jej szerokość nie zmieniała się wraz z odległością. Rysunek 11d porównuje szerokości wiązki odpowiednio w płaszczyźnie yz i xy dla wzrastającej wartości mocy. Widać wyraźnie, że w płaszczyźnie yz dla małej mocy optycznej szerokość ta jest największa, następnie wraz z mocą zaczyna maleć, aż powyżej $P=15\text{mW}$ osiąga wartość prawie stałą. W płaszczyźnie xy, z uwagi na fakt że wiązka propaguje się w jednej warstwie o ograniczonej szerokości, szerokość wiązki nie zmienia się i jest stała dla całego zakresu mocy. Dla mocy $P>15\text{mW}$ dochodzi do generacji nematyzacji i szerokość w płaszczyznach xy i xz staje się porównywalna.

Zmniejszenie wartości skoku helisy oraz zmniejszenie różnicy współczynników załamania (czyli dwójłomności) powoduje, że możliwe staje się uzyskanie sprzężenia wiązki do sąsiednich warstw. Przykładowe wyniki, uzyskane dla komórki o grubości $\sim 40\mu\text{m}$ wypełnionej niskodwójłomnym ciekłym kryształem 1110 z domieszką chiralną o pitchu $\sim 5\text{--}6\mu\text{m}$ zamieszczone są na rysunku 12. W analizowanym przypadku wartość pitcha oznacza, że pojedyncza warstwa ma grubość ok $2,5\text{--}3\mu\text{m}$. Wprowadzając wiązkę o przewężeniu dopasowanym do szerokości warstwy, dla małej mocy optycznej uzyskuje się na wyjściu komórki tunelowanie wiązki do sąsiednich warstw na kształt dyfrakcji dyskretnej. Wzrost mocy wiązki wejściowej prowadzi do zmniejszania liczby warstw w których propaguje się wiązka. W konsekwencji dla odpowiednio dużej mocy uzyskuje się propagację w pojedynczej warstwie.



6. Wykonanie doświadczenia

1. Określić grubość komórki
2. Określić szerokość warstwy – obserwując obraz komórki oświetlonej światłem białym oraz/lub wykorzystując komórkę o geometrii klina.
3. Zbudować układ eksperymentalny (lub zmodyfikować istniejący układ)
4. Wykorzystując profilometr wiązki wyznaczyć szerokość wiązki wejściowej
5. Zaobserwować i przebadать mechanizm dyfrakcji w płaszczyznach yz i xy

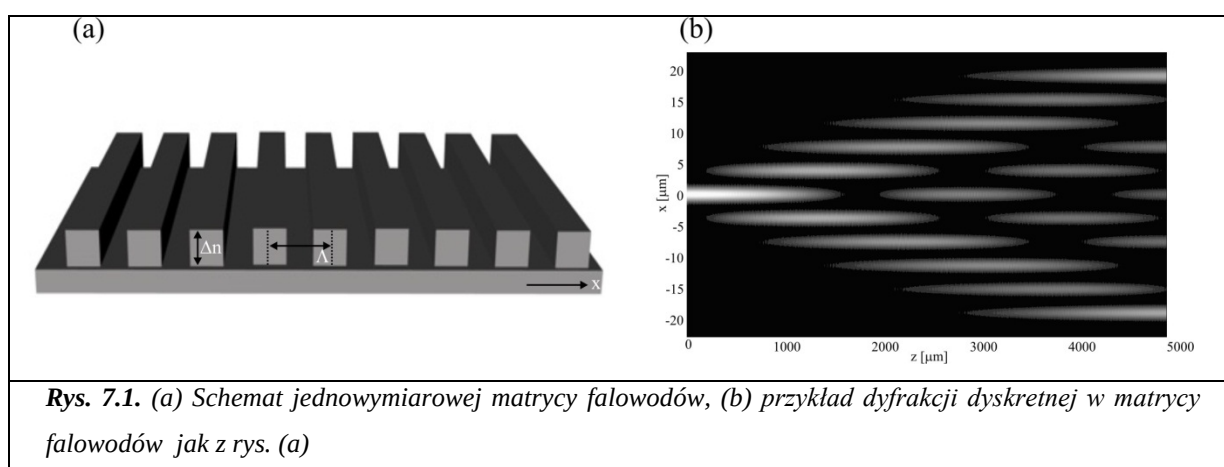
6. Zaobserwować i przebadać efekty nieliniowe w płaszczyznach yz i xy

Pomiary dokonywane będą dla chiralnych ciekłych kryształów o różnych wartościach skoku helisy i różnej dwójłomności.

Dokładny, szczegółowy zakres prac podany zostanie na zajęciach przez prowadzącego.

Dodatki:**7. Propagacja dyskretna**

W ośrodku jednorodnym wiązka światła ulega dyfrakcji, co prowadzi do jej poszerzenia na drodze propagacji. W układzie blisko położonych falowodów zwanego matrycą falowodów (ang. *waveguide array*) wiązka wejściowa wprowadzona do jednego lub kilku falowodów ulega poszerzeniu polegającemu na propagacji w coraz większej liczbie falowodów – rys. 7.1. Zjawisko to jest analogiczne do poszerzenia dyfrakcyjnego w ośrodkach jednorodnych z wyraźnym odwzorowaniem struktury kanałów falowodowych i zostało nazwane dyfrakcją dyskretną (ang. *discrete diffraction*).



Poszerzenie wiązki wiąże się z efektem tunelowania pomiędzy sąsiednimi falowodami, przy czym sprzężenie to zależy od stopnia wnikania pola modu prowadzonego w jednym kanale do drugiego i może być łatwo zmieniane poprzez zmianę odległości między falowodami (czyli okresu modulacji współczynnika załamania) jak również poprzez zmianę różnicy współczynników załamania (czyli

amplitudę modulacji). Sprzężenie pomiędzy falowodami mierzone jest wartością stałej sprzężenia C pomiędzy sąsiednimi falowodami. W sprzęgaczu kierunkowym składającym się z dwóch identycznych falowodów, odległość na jakiej dochodzi do całkowitego przełączenia sygnału z jednego kanału do sąsiedniego wynosi $L_C = \pi/2C$ i określana jest mianem drogi sprzężenia. W matrycy falowodów składających się z więcej niż dwóch falowodów, energia rozchodzi się szybciej i tzw. droga dyfrakcji dyskretnej określona jest jako $L_D = \alpha \frac{2\pi}{C}$. Gdzie $\alpha < 1$ jest parametrem wybieranym tak, że droga L_D odpowiada drodze propagacji na której energia wprowadzana do centralnego falowodu osiąga minimum.

W strukturach jednowymiarowych jeden z poprzecznych wymiarów (x bądź y) zostaje pominięty ponieważ ośrodek jest jednorodny. W strukturach dwu wymiarowych periodyczność występuje w obu poprzecznych kierunkach.

Za przestrzenne poszerzenie wiązki odpowiada efekt tunelowania i sprzęgania wiązki pomiędzy sąsiednimi falowodami. Sprzężenie pomiędzy falowodami zależy od geometrii struktury, czyli średnicy otworków i stałej sieci. Poprzez zmianę parametrów geometrycznych struktury możliwa jest zmiana poszerzenia dyfrakcyjnego wiązki.

8. Parametry wykorzystywanych w doświadczeniu ciekłych kryształów

Ciekły kryształ 1110, lambda 1064nm						
stopnie C	izotropowy	zwyczajny	nadzwyczajny	sredni	szkło	Δn
19		1,4508	1,4978	1,4665	1,449631	0,0470
21		1,4504	1,4962	1,4657		0,0458
23		1,4500	1,4946	1,4649		0,0446

Ciekły kryształ 6CHBT, λ 1064nm						
stopnie C	izotropowy	zwyczajny	nadzwyczajny	sredni	szkło	Δn
28		1,5002	1,6495	1,5500		0,149
23		1,4994	1,6564	1,5517	1,4528	0,157

Literatura:

1. M. Karpierz, E. Weinert-Rączka, „Nieliniowa optyka światłowodowa”, WNT, 2010
2. U. A. Laudyn, M. Kwasny, and M. A. Karpierz, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 091110 (2009).
3. M. Kwaśny, U. A. Laudyn, F. A. Sala, A. Alberucci, M. A. Karpierz, G. Assanto, *Phys. Rev. A* **86**, 013824 (2012)
4. G. Assanto, M. A. Karpierz, „Nematicons: self-localised beams in nematic liquid crystals”, *Liq. Cryst.* **36**, 1366 (2009)
5. C. Khoo, N. T. Wu, *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals* (World Scientific, Singapore, 1993)
6. D. N. Christodoulides, R. I. Josepg, “Discrete self focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides”, *Opt. Lett.* **13**, 794 (1988)
7. D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg, “Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices”, *Nature* **424**, 817 (2003)
8. A. Fratalochi, G. Assanto, K. A. Brzdąkiewicz, M. A. Karpierz, “Discrete propagation and spatial solitons in nematic liquid crystals”, *Opt. Lett.* **29**, 1530 (2004); “Discrete light propagation and self-trapping in liquid crystals”, *Opt. Express* **13**, 1808 (2005)
9. A. Fratalochi, G. Assanto, “Discrete light localization in opne dimensional nonlinear lattices with arbitrary non locality”, *Phys. Rev. E* **72**, 066608 (2005)
10. A. Fratalocchi, G. Assanto, K. A. Brzdąkiewicz, M. A. Karpierz, “All-optical switching and beam steering in tunable waveguide arrays”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 51112 (2005)