

Soliton optyczne w nematycznym ciekłym krysztale

Spis treści

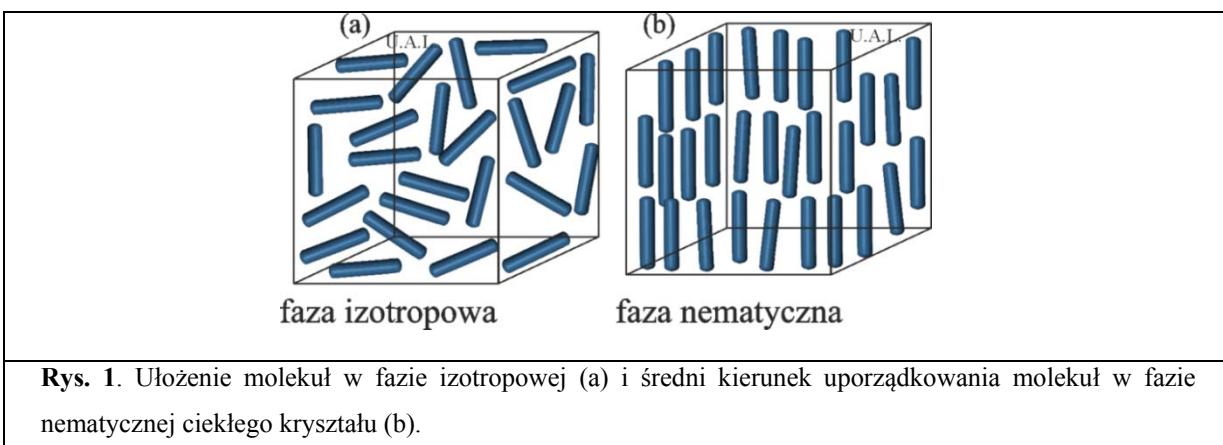
1. Wprowadzenie	1
2. Typy teksturow w ciekłych kryształach	3
3. Deformacje elastyczne ciekłych kryształów	4
4. Oddziaływanie ciekłych kryształów z polami zewnętrznymi	5
A. Progowy efekt Frederiksa.....	7
5. Komórka ciekłokrystaliczna	8
6. Generacja solitonu przestrzennego w komórce ciekłokrystalicznej	9
7. Układ eksperimentalny	11
A. Soliton uzyskiwane przy wykorzystaniu wstępного przeorientowania molekuł zewnętrznym polem elektrycznym	12
B. Soliton uzyskiwane w sposób całkowicie optyczny	14
8. Wykonanie doświadczenia	15
9. Opracowanie wyników i przygotowanie sprawozdania	16
Dodatki:	18
10. Nieliniowość orientacyjna	18
11. Nieliniowość reorientacyjna w ciekłych kryształach	20
12. Wymiarowanie zdjęć z kamery CCD	23
13. Parametry wykorzystywanych w doświadczeniu ciekłych kryształów	23
Literatura:.....	23

1. Wprowadzenie

Ciekłe kryształy są substancjami organicznymi lub metaloorganicznymi najczęściej zbudowanymi z przepodobnych 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. **direktor**, **n**. Direktor

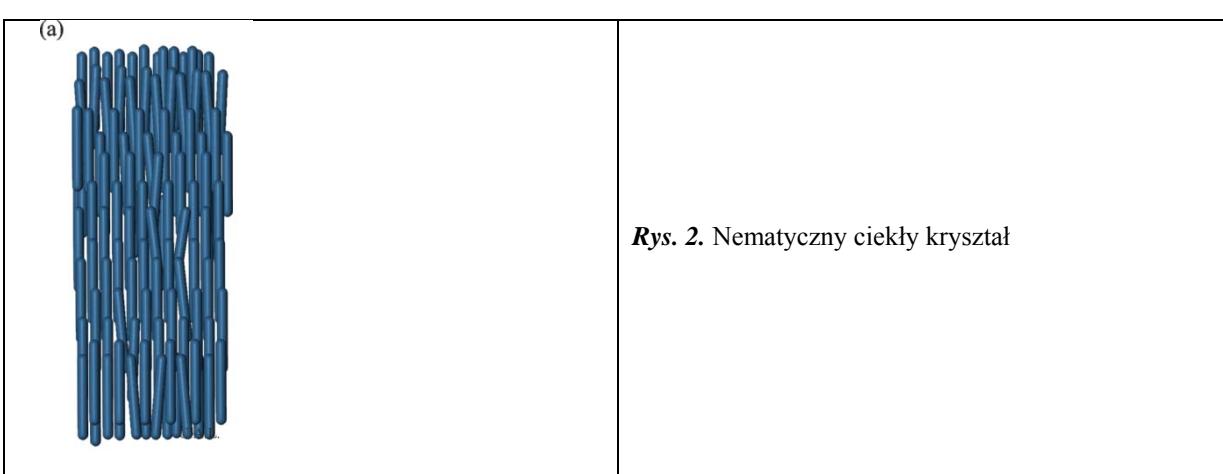
reprezentuje tylko położenie długich osi molekuł i nie odwzorowuje żadnych innych własności. Molekuły ciekłokrystaliczne są w większości przypadków jednoosiowe i środkowosymetryczne, co oznacza, że ich właściwości fizyczne w kierunkach $+n$ i $-n$ są jednakowe.

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



Rys. 1. Ułożenie molekułów w fazie izotropowej (a) i średni kierunek uporządkowania molekułów w fazie nematicznej ciekłego kryształu (b).

Uporządkowanie molekułów w stanie ciekłokrystalicznym zależy od ich kształtu, własności molekularnych i charakteru oddziaływań. W zależności od orientacji i stopnia uporządkowania molekułów, ciekłe kryształy można podzielić na trzy podstawowe grupy: nematyki, smektyki i nematyki chiralne. W niniejszym ćwiczeniu analizowane będą nematiczne ciekłe kryształy.



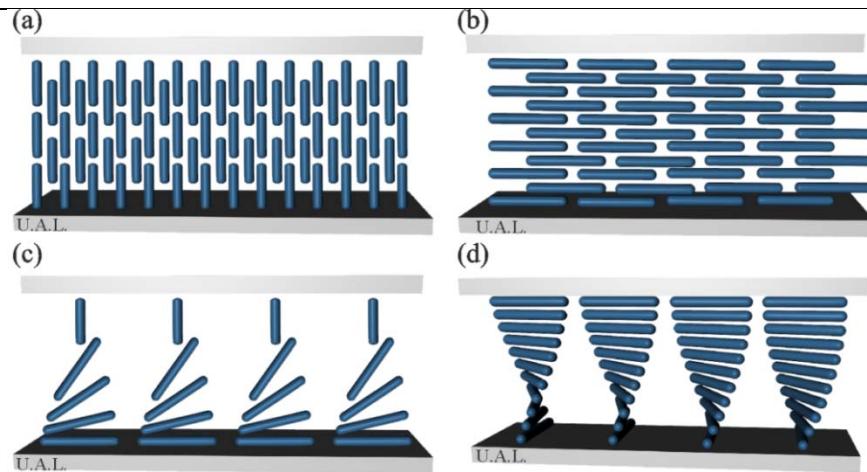
Rys. 2. Nematiczny ciekły kryształ

Najprostszymi substancjami meozomorficznymi są *nematiczne ciekłe kryształy*. Charakteryzują się jedynie równoległym ustawniem długich osi molekuł i jest to ich jedynie uporządkowanie (rys. 1).

Molekuły mogą przemieszczać się we wszystkich trzech kierunkach i dodatkowo obracać wzduż swoich długich osi z zachowaniem ich równoległości względem siebie.

2. 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 директорa w stosunku do powierzchni granicznych. Wyróżnia się cztery podstawowe typy tekstur, przedstawione schematycznie na rys. 3.



Rys. 3. Podstawowe rodzaje tekstur molekularnych w nematicznych ciekłych kryształach (a) tekstura homeotropowa; (b) tekstura planarna; (c) tekstura hybrydowa; (d) tekstura skręconego nematicy.

Tekstura homeotropowa (ang. *homeotropic texture*) rys. 3a, charakteryzuje się jednorodnym, prostopadłym ustawieniem długich osi molekuł do powierzchni granicznych. Uzyskuje się ją poprzez umieszczenie warstwy ciekłego kryształu pomiędzy dwoma płytami szklanymi pokrytymi cienką warstwą detergentów, np. lecytyny. Można ją również uzyskać poprzez delikatne zarysowanie powierzchni nośnych w dwóch kierunkach pod kątem prostym, tak, aby rysy tworzyły drobną siateczkę. Oś optyczna warstwy zorientowanej homeotropowo skierowana jest prostopadle do ścianek. Pole widzenia takiej warstwy umieszczonej między dwoma skrzyżowanymi polaryzatorami daje zaciemnienie.

Tektura planarna (ang. *planar texture*) rys. 3b, charakteryzuje się równoległy ustawieniem długich osi molekuł do płytEK ograniczających. Uporządkowanie planarne najczęściej uzyskuje się poprzez

jednokierunkowe polerowanie powierzchni nośnych materiałem zostawiających ślady w postaci mikrorówków. 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 zorientowanego ciekłego kryształu przypomina płytę dwójłomną i umieszczona między skrzyżowanymi polaryzatorami rozjaśnia pole widzenia.

Tekstura hybrydowa (ang. *hybrid texture*) rys. 3c, charakteryzuje się z jednej strony prostopadłym ustawieniem molekuł do ścianki ograniczającej, tak jak w tekurze homeotropowej, z drugiej natomiast molekuły ułożone są równolegle, jak ma to miejsce w tekurze planarnej.

Tekstura skręconego nematyka (ang. *twisted nematic texture, TN*), rys. 3d, jest pochodną tekury planarnej uzyskiwaną w wyniku skręcenia o pewien kat (najczęściej 90^0) płytę ograniczających. Powierzchnie ograniczające ciekły kryształ przygotowane są tak, aby narzucały orientację planarną, a następnie skręcone są względem siebie. Molekuły leżące na płytach mocno do nich przylegają i nie zmieniają swojego położenia w wyniku skręcenia, deformacja skręcenia rozciąga się wewnątrz warstwy. Warstwa skręconego nematyka skręca płaszczyznę drgań światła w przybliżeniu o 90^0 . Oznacza to, że jeśli między dwa polaryzatory ustawione równolegle (dające jasne pole widzenia) wprowadzi się warstwę skręconego nematyka pole widzenia ulegnie zaciemnieniu.

3. Deformacje elastyczne ciekłych kryształów

Ciekłe kryształy są cieczami optycznie dwójłomnymi, a więc łatwo poddają się oddziaływaniom deformującym, a każda taka deformacja wpływa na właściwości optyczne warstwy ciekłokrystalicznej. Jednocześnie w odróżnieniu od cieczy izotropowych, ciekłe kryształy wykazują sprężystość. Deformacje mogą być wywołane nie tylko mechanicznie, ale również pod wpływem zewnętrznych pól magnetycznych, termicznych i elektrycznych.

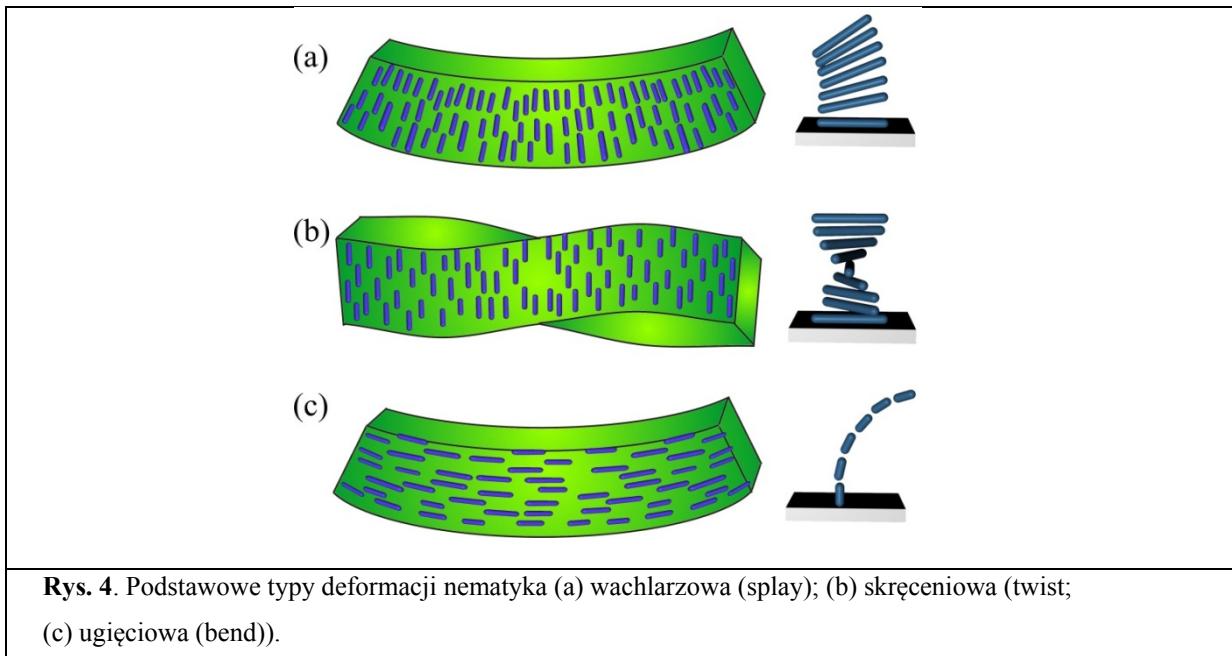
W stanie równowagi, nematyk niepoddawany działaniu zewnętrznych sił jest jednorodny, tzn. w całej objętości direktor $\mathbf{n} = const$. Pod wpływem oddziaływania kierunek direktora zmienia się wolno w przestrzeni. Teoria continuum nematyków mówi, że własności opisane polem direktora zmieniają się w sposób ciągły od punktu do punktu. Energia swobodna wynika z deformacji elastycznych i wyraża się poprzez zmianę kierunku direktora \mathbf{n} . Konfigurację, jaką ostatecznie przyjmuje warstwa ciekłego kryształu pod działaniem zewnętrznych sił deformujących oblicza się przy pomocy zasady minimum energii F . W nematykach wyróżnia się trzy podstawowe typy deformacji (rys. 4): wachlarzową (splay) – rys. 4a, ugięciową (bend) – rys. 4b oraz skręceniową (twist) – rys. 4c.

Gęstość energii swobodnej deformacji sprężystych w nematykach została podana przez Franka w 1958 roku:

$$f_f = \frac{1}{2} K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_{22} (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_{33} (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 \quad (2)$$

gdzie: K_{11} , K_{22} , K_{33} są stałymi sprężystości (stałymi Franka) dla trzech podstawowych deformacji nematyka:

- a) K_{11} deformacja wachlarzowa (*splay*)
- b) K_{22} deformacja skręcieniowa (*twist*)
- c) K_{33} deformacja ugięciowa (*bend*)



Stałe sprężystości są dodatnie, mają wymiar siły rzędu $(10^{-10} \div 10^{-12}) \text{ N}$ i zależą od temperatury. Dla większości nematyków zachodzi relacja: $K_{33} > K_{11} > K_{22}$.

4. Oddziaływanie ciekłych kryształów z polami zewnętrznymi

Zewnętrzne pole elektryczne o odpowiednim natężeniu wywiera na molekuły ciekłego kryształu silnie oddziaływanie reorientujące. W zależności od znaku anizotropii elektrycznej molekuły dążą do

ustawienia swoich długich osi równolegle bądź prostopadle do linii sił pola działającego na ciekły kryształ. Umieszczenie nematyka w zewnętrznym polu elektrycznym powoduje pojawienie się dodatkowego członu w równaniu wyrażającym gęstość energii swobodnej:

$$f_{el} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta \epsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \quad (3)$$

Tak, więc wyrażenie na energię swobodną nematyka o objętości V umieszczonego w polu elektrycznym będzie miało postać:

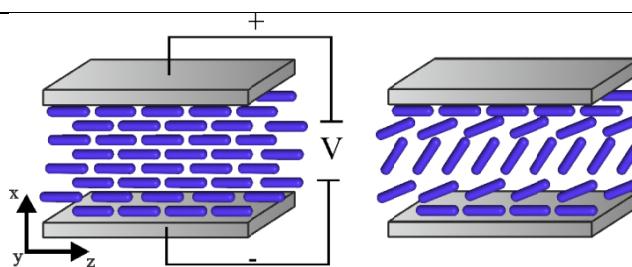
$$f = f_f + f_{el} \quad (4)$$

W stanie równowagi termodynamicznej energia swobodna $F = \int_V f d^3r$ przyjmuje minimum a jej

gęstość spełnia równanie różniczkowe Eulera-Lagrange'a, które dla konfiguracji homeotropowej i homogenicznej (planarnej), oraz jednorodnego pola elektrycznego redukuje się do postaci:

$$K_{ii} \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon}{2} E^2 \sin 2\theta = 0 \quad (5)$$

gdzie θ jest kątem pomiędzy direktorem a kierunkiem pola elektrycznego. Rys. 5 przedstawia przypadek dla komórki homogenicznej i pola elektrycznego skierowanego wzdłuż osi Ox, i wówczas we wzorze (5) $K_{ii} = K_{11}$. Rozwiążanie równania (5) określa, jaką ostatecznie konfigurację przyjmuje ciekły kryształ pod wpływem zewnętrznych sił deformujących.



Rys. 5. Schemat zmiany kierunku ułożenia długich osi molekuł pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego w konfiguracji planarnej.

Znak anizotropii elektrycznej wpływa na charakter oddziaływania molekuł z zewnętrznym polem elektrycznym. W przypadku dodatniej anizotropii molekuły orientują się zgodnie z kierunkiem pola elektrycznego. W przypadku anizotropii ujemnej molekuły orientują się prostopadle do kierunku pola.

A. Progowy efekt Frederiksa

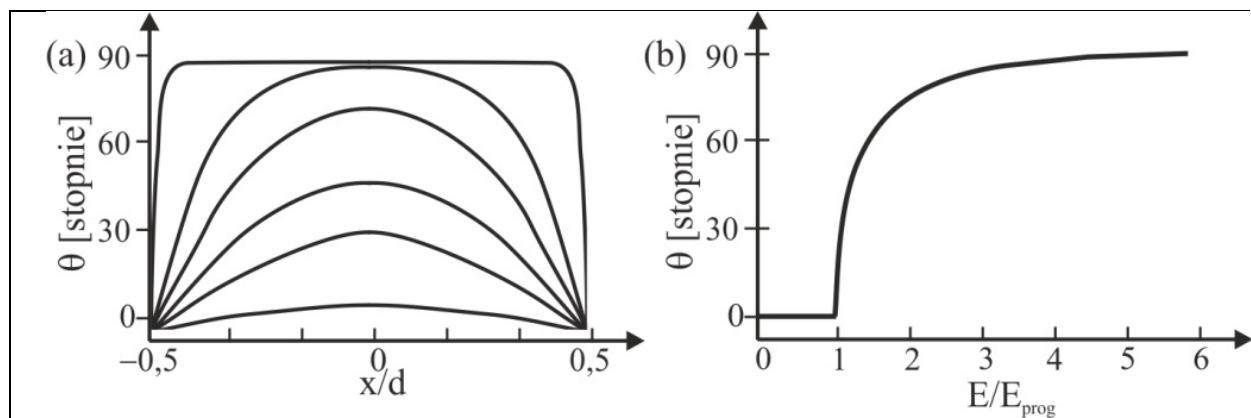
Deformacja warstwy ciekłokrystalicznej przez umieszczenie jej w zewnętrznym polu elektrycznym często zachodzi powyżej pewnej wartości minimalnej natężenia pola zewnętrznego. Jeśli do komórki ciekłokrystalicznej ościśle określonych warunkach brzegowych oraz jednorodnej orientacji direktora w całej objętości przyłożone zostanie pole elektryczne rozpoczęcie się proces przeorientowania molekuł. W sytuacji, kiedy początkowy kierunek linii sił pola jest prostopadły do początkowej orientacji direktora proces ten zacznie się powyżej pewnej wartości progowej. Zjawisko nazywa się efektem progowym Frederiksa i wywołane jest silnym zakotwiczeniem molekuł na powierzchniach ograniczających warstwę. Molekuły zakotwiczone na powierzchni płytka ograniczających warstwę ciekłego kryształu nie zmieniają swojego położenia mimo działania pola zewnętrznego. W celu uzyskania deformacji molekuły z wnętrza warstwy dążą do ustalenia prostopadłego względem molekuł zakotwiczonych. Następuje to wtedy, gdy wartość energii działania pola będzie dostatecznie duża, a jej wartość jest tym większa im większą wartość mają współczynniki sprężystości K . Jednocześnie wartość energii progowej maleje wraz ze wzrostem grubości ciekłego kryształu, gdyż działanie powierzchni ograniczających maleje.

Efekt Frederiksa występuje zarówno w komórkach zorientowanych planarnie jak i homeotropowo (pod warunkiem, że zostanie ona umieszczona w zewnętrznym polu prostopadłym do kierunku direktora) w trzech głównych geometriach: *twist*, *splay* i *bend*, które wiążą ze sobą wartości odpowiednich stałych elastycznych z wartością progową pola. Z minimalizacji energii swobodnej otrzymuje się natężenie progowe pola wywołującego reorientację:

$$E_c^{(i)} = \frac{\pi}{d} \left(\frac{K_{ii}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon} \right)^{1/2} \quad (6)$$

gdzie d jest grubością warstwy ciekłokrystalicznej, a $i = 1, 2, 3$ oznacza kolejne deformacje typu *splay*, *twist* i *bend*.

Jak widać, wartość progowa pola rośnie wraz ze wzrostem stałych elastycznych oraz maleje przy zwiększeniu grubości warstwy ciekłokrystalicznej (oddziaływanie powierzchni ograniczających na wewnętrzne warstwy ulega osłabieniu). Z zależności 6) wynika również niezmiennosć iloczynu wartości pola progowego i grubości warstwy ciekłokrystalicznej przy ustalonych warunkach termicznych i dla konkretnej mieszaniny ciekłokrystalicznej. Rysunek 6 ilustruje rozkład kąta orientacji θ wzdłuż osi x dla progowego efektu Frederiksa. Jak wynika z rys. 6a dla odpowiednio wysokich wartości pola rozkład kąta orientacji przechodzi z quasi-sinusoidalnego w coraz bardziej płaski, co oznacza, że dla dostatecznie silnych pól wszystkie molekuły, z wyjątkiem silnie zakotwiczonych na powierzchniach ograniczających ustawiają się równolegle do kierunku działającego pola. Rys. 6b prezentuje nie tylko progowy ale i nasyceniowy charakter reorientacji, wynikający z faktu, że maksymalny kąt obrotu molekuł wynosi 90° , dalsze zwiększenie przyłożonego pola nie zwiększa tej wartości.

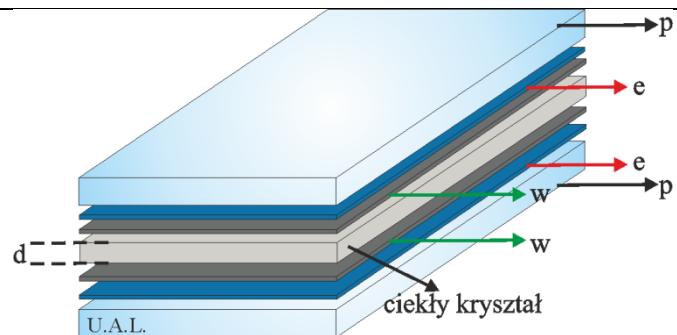


Rys. 6. (a) Przestrzenny rozkład kąta orientacji wewnętrz komórki ciekłokrystalicznej o grubości d , dla różnych wartości pola elektrycznego powyżej progu; (b) zależność kąta reorientacji od przyłożonego pola zewnętrznego.

5. Komórka ciekłokrystaliczna

Typowa i najprostsza komórka ciekłokrystaliczna zbudowana jest z dwóch równoległych szklanych płyt i umieszczonego między nimi ciekłego kryształu (Rys. 4). 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.

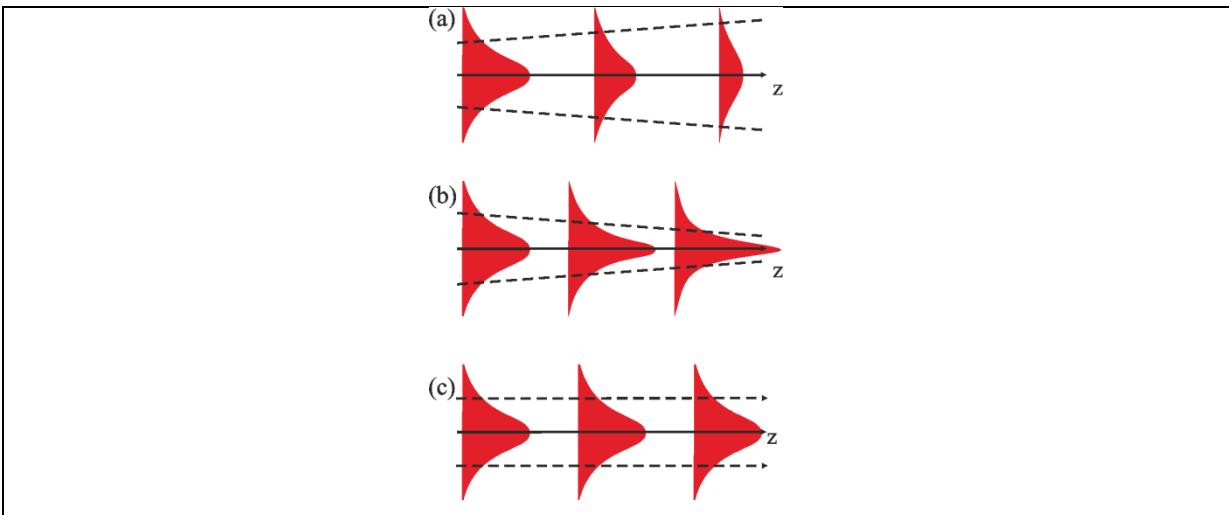


Rys. 4. Schemat typowej komórki ciekłokrystalicznej o grubości d z możliwością sterowania zewnętrznym polem elektrycznym zbudowanej z dwóch szklanych płyt (p) pokrytych elektrodami (p) z naniesionymi warstwami orientującymi (w) i wypełnionej ciekłym kryształem, o grubości d (d).

6. Generacja solitonu przestrzennego w komórce ciekłokrystalicznej

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 przeciwodziła dyfrakcji, podczas gdy efekt rozogniskowania wzmacnia poszerzanie się wiązki. Zjawisko samoogniskowania zawsze towarzyszy dyfrakcja. Są to efekty przeciwwstawne, 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 7 przedstawia schematycznie (a) liniową dyfrakcję, czyli poszerzanie się wiązki na drodze propagacji, (b) zjawisko samoogniskowania się wiązki oraz (c) powstanie solitonu przestrzennego, będącego wynikiem kompensacji dwóch wcześniejszych procesów.



Rys. 7. Przestrzenne profile wiązki gaussowskiej w przypadku (a) dyfrakcyjnego poszerzenia wiązki; (b) silnego ogniskowania wiązki; (c) generacji solitonu przestrzennego. Liniami przerywanymi oznaczono promienie pokrywające się z normalnymi do powierzchni stałej fazy.

Rysunek 7a przedstawia poszerzenie natężenia wiązki gaussowskiej w kierunku poprzecznym ze wzrostem odległości propagacji (w kierunku osi z). Rys. 7b,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.5b). Dla dostatecznie dużej mocy optycznej uzyskuje się wiązkę rozchodząjącą się bez zmiany swojego kształtu i amplitudy (rys. 7c).

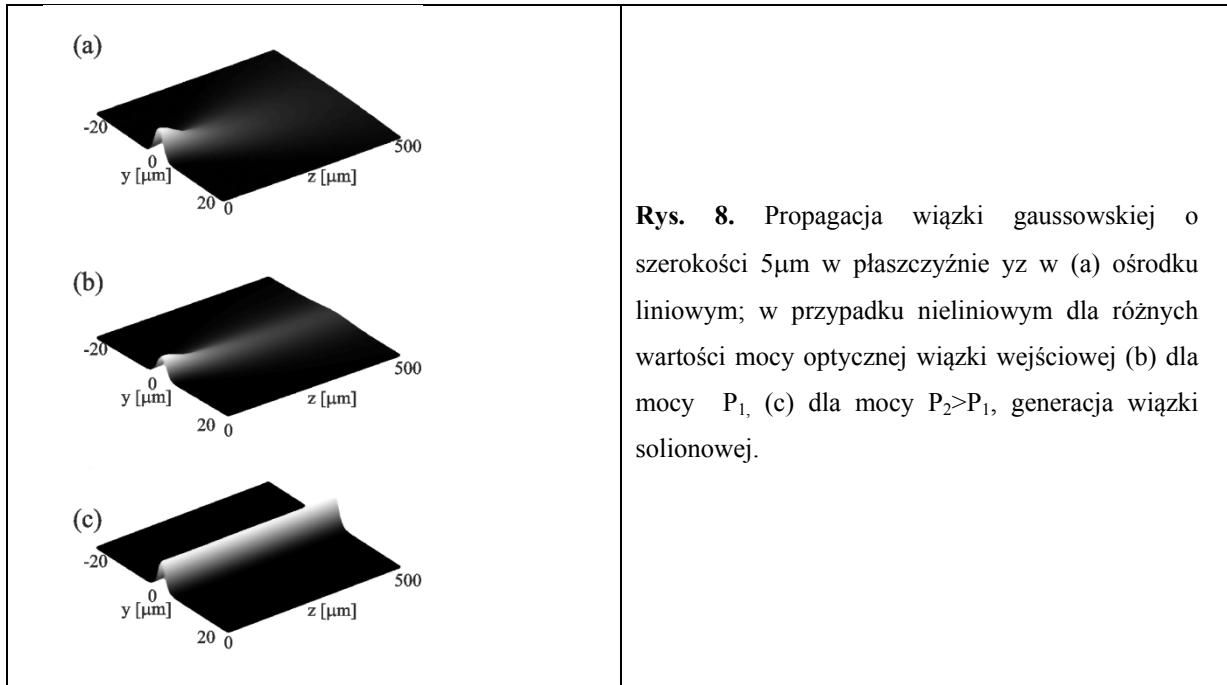
Warunek uzyskania wiązki solitonowej można oszacować porównując wpływ zjawiska dyfrakcji i samoogniskowania na propagację wiązki. Rozbieżność kątowa wiązki γ wynikającą z dyfrakcji jest

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

Odpowiadająca tej rozbieżności odległość na której szerokość wiązki wzrasta $\sqrt{2}$, nazywana jest zasięgiem Rayleigh i określana jest jako:

$$z_R = \frac{nk_0 w_0^2}{2} \quad (7)$$

Eksperymentalnie za soliton przestrzenny uważa się wiązkę, która propaguje się na odległość będącą wielokrotnością zasięgu Rayleigh'a, nie ulegając przy tym poszerzeniu dyfrakcyjnemu.



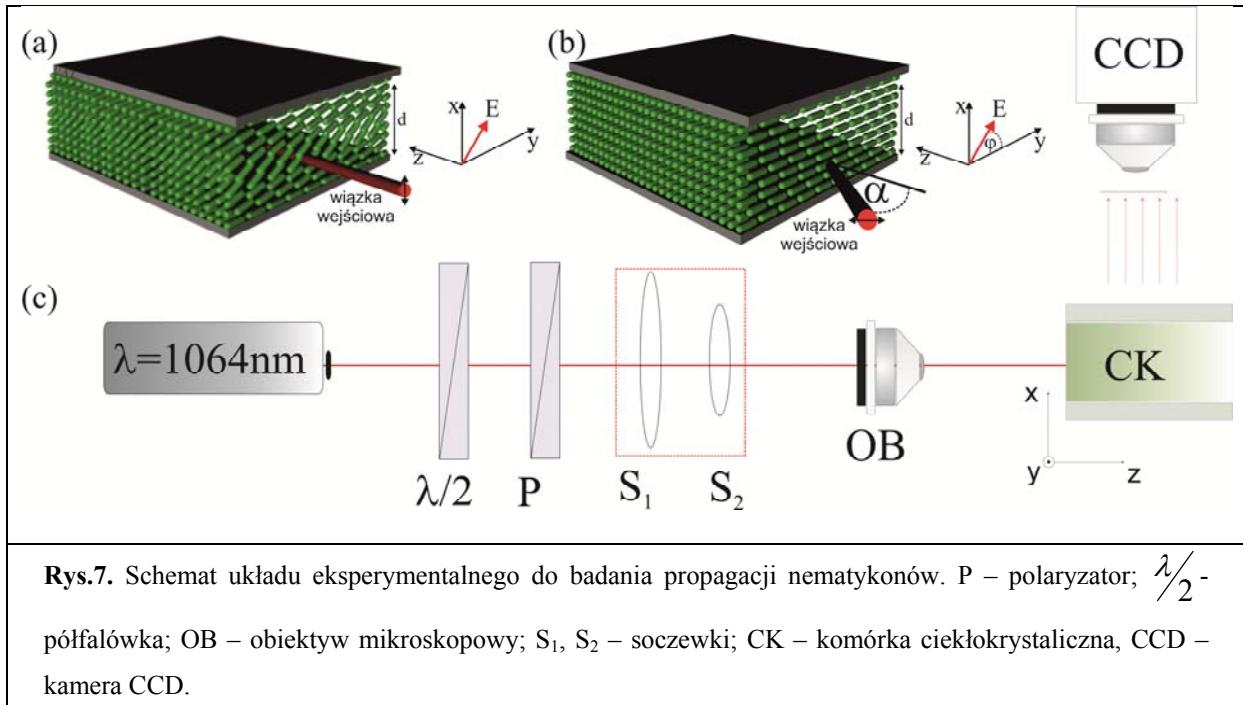
7. Układ eksperymentalny

Celem eksperymentu jest obserwacja efektów nieliniowych w komórce z nematicznym ciekłym kryształem o orientacji planarnej.

W analizowanej konfiguracji wektor natężenia pola elektrycznego fali świetlnej jest prostopadły do początkowego ustawienia direktora. Proces reorientacji wywołany falą świetlną ma zatem charakter progowy (optyczne przejście Frederiksa). W celu uniknięcia zjawiska progowego i obniżenia wymaganej mocy do uzyskania generacji solitonu w niniejszym ćwiczeniu zastosowane zostaną następujące konfiguracje: (a) do komórki przykłada się zewnętrzne pole elektryczne wywołujące początkową reorientację molekuł ciekłokrystalicznych (Rys. 7a); (b) wiązka wprowadzana jest pod kątem 45° względem osi z do układu (Rys. 7b). Bardziej obszerny opis możliwych rozwiązań w celu uniknięcia zjawiska progowego opisany jest obszernie w literaturze.

Jako źródło światła wykorzystany zostanie liniowo spolaryzowany laser o dлиosci fali $\lambda = 671\text{nm}$. Podstawowy układ eksperymentalny przedstawiony został na rys. 7c. Wiązka wprowadzana jest do komórki przy pomocy obiektywu mikroskopowego. Szerokość wiązki w ognisku w_0 szacuje się na podstawie analizy kąta rozbieżności wiązki w czasie jej propagacji liniowej. 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 rozdzielcości,

połączonej z obiektywem mikroskopowym umieszczonym nad komórką. Rejestrowany obraz w płaszczyźnie yz jest wynikiem rozproszenia wiązki światłowej prowadzonej w warstwie ciekłokrystalicznej.



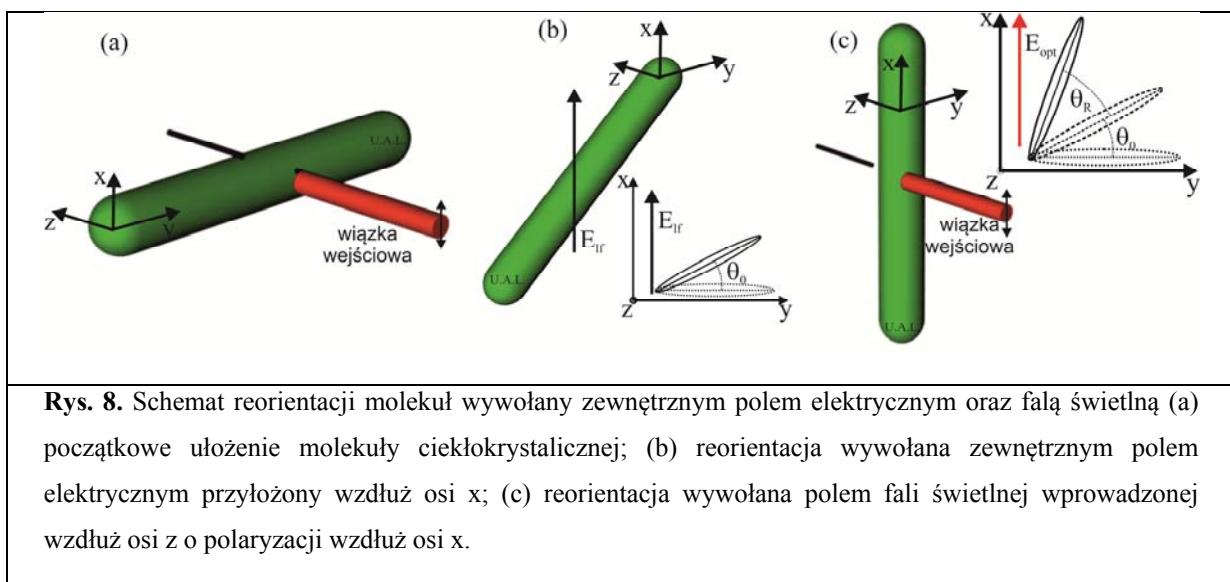
A. Soliton uzyskiwane przy wykorzystaniu wstępного przeorientowania molekuł zewnętrznym polem elektrycznym

W analizowanym przypadku rozważa się wiązkę spolaryzowaną liniowo w kierunku osi x i propagującą się wzdłuż osi z . Z uwagi na fakt, że wektor natężenia pola elektrycznego fali światłowej jest prostopadły do początkowego ustawienia molekuł to proces reorientacji ma charakter progowy (efekt Frederiksa). W celu wyeliminowania efektu progowego, przykłada się zewnętrzne pole elektryczne wzdłuż osi x , wywołujące wstępную reorientację molekuł ciekłego kryształu. Na skutek działania wolnozmiennego pola elektrycznego E_{lf} molekuły przeorientowywane są w taki sposób, że największe zmiany uzyskuje się w centralnej części komórki. Kąt reorientacji wywołany zewnętrznym polem elektrycznym opisany jest przez θ_0 . W efekcie wektor natężenia pola elektrycznego wiązki światła propagującej się wzdłuż osi z nie jest prostopadły do długich osi molekuł i proces reorientacji wywołany wiązką zachodzi w sposób bezprogowy. Wiązka światła spolaryzowana wzdłuż osi x widzi

wypadkowy współczynnik załamania, tzw. efektywny współczynnik załamania wyrażony jako funkcja kąta orientacji θ

$$n_{eff}(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}} \quad (7)$$

Wiązka światła wywołuje dalszą reorientację, kąt reorientacji wywołany wiązką światła opisany został przez θ_R . Całkowita reorientacja molekuł wywołana zarówno zewnętrznym polem elektrycznym i polem fali świetlnej opisana jest jako: $\theta = \theta_0 + \theta_R$. Kąt θ zdefiniowany został jako kąt między długą osią molekuł a osią współrzędnych y. Indukowana mocą wiązki światła reorientacja wywołuje zatem przyrost współczynnika załamania. Ponieważ jednak wartość kąta θ nie może przekroczyć wartości $\pi/2$, to wywołana na skutek oddziaływanego z polem fali świetlnej zmiana współczynnika załamania nie przekracza wartości $n_e - n_{eff}(\theta_0)$.



Zmianę współczynnika załamania pod wpływem wiązki światła przybliżyć można (w przypadku małych zmian) nieliniowością typu Kerr ($n = n_0 + n_2 I$, gdzie n_0 jest liniowym współczynnikiem załamania, a n_2 współczynnikiem nieliniowym charakterystycznym dla danego materiału). Współczynnik n_2 określa wielkość nieliniowości, a tym samym definiuje moc wiązki potrzebną do wzbudzenia efektów nieliniowych. W ciekłym krysztale współczynnik ten opisać można zależnością:

$$n_2 \sim \frac{\Delta\epsilon_a^2}{K_{ii}} \sin[2(\theta_0 - \delta)] n_{eff}^2(\theta) \quad (8)$$

gdzie: $\Delta\epsilon_a = n_e^2 - n_o^2$ jest anizotropią ciekłego kryształu, $\delta = \arctan[\frac{\epsilon_a \sin 2\theta_0}{\epsilon_a + 2n_o^2 + \epsilon_a \cos 2\theta_0}]$ tzw. walk-off, określa kąt pod jakim propaguje się wiązka nadzwyczajna w układzie; K_{ii} stała elastyczności, odpowiednio *splay*, *bend* i *twist*.

Jak wynika z zależności (8) współczynnik nieliniowy n_2 zależy od stosunku anizotropii ciekłego kryształu i stałej elastyczności K_{ii} ($\Delta\epsilon_a/K_{ii}$; gdzie $\Delta\epsilon_a = n_e^2 - n_o^2$) – czynnik różnicujący ciekłe kryształy. Drugi człon zależności (8) określa charakter zmian, które zależą jak $\sin 2\theta$, co oznacza, że największa wartość współczynnika n_2 występuje dla początkowej orientacji molekuł 45° .

B. Soliton uzykowane w sposób całkowicie optyczny

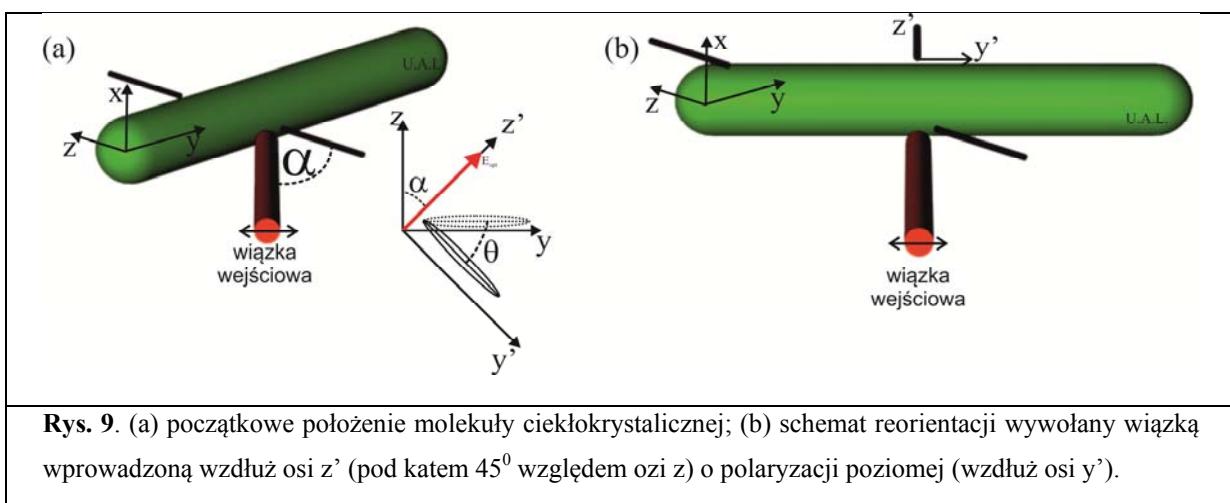
Molekuły ciekłego kryształu ułożone są wzdłuż osi y. Wiązka światła wprowadzana jest wzdłuż osi z. Dla wiązki spolaryzowanej wzdłuż osi x proces reorientacji rozpoczyna się powyżej wartości progowej, pole fali świetlnej dążyć będzie do obrotu molekuł o kąt $\pi/2$. Wiązka spolaryzowana wzdłuż osi y nie wywoła reorientacji, gdyż wektor natężenia pola fali świetlnej jest równoległy do długich osi molekuł ciekłokrystalicznych. W celu obniżenia wartości mocy wejściowej koniecznej do uzyskania generacji solitonu oraz aby uniknąć zjawiska progowego polaryzację wiązki wejściowej ustala się na 45° lub wiązkę wejściową wprowadza się do komórki pod kątem α (45°) względem osi z. Kąt α zdefiniowany został jako kąt pomiędzy osią z układu współrzędnych (osi prostopadła do pierwotnego ustawienia długich osi molekuł) a wprowadzaną wiązką.

I. Wprowadzenie pod kątem $\alpha = 45^\circ$

W celu uniknięcia zjawiska progowego oraz obniżenia wartości mocy wejściowej koniecznej do uzyskania generacji solitonu, wiązkę wejściową wprowadza się pod kątem względem osi z. A zatem wiązka wprowadzona jest do komórki wzdłuż nowych współrzędnych y'z' obróconych względem współrzędnych yz o kąt α , najbardziej optymalne warunki uzyskuje się w sytuacji gdy $\alpha = 45^\circ$

Ułożenie molekuł i położenie wiązki wejściowej odpowiada sytuacji przedstawionej na Rys. 7b. W niniejszym ćwiczeniu przypadek ten analizowany będzie dla wiązki spolaryzowanej wzdłuż osi y'.

Zatem, w tym przypadku wiązka wprowadzona jest wzduż nowej osi z' (pod kątem 45^0 do osi z) i spolaryzowana wzduż osi y' (Rys. 9). Tak wprowadzona wiązka wywoła reorientację molekuł w płaszczyźnie yz , a proces reorientacji zajdzie w sposób bezprogowy. Molekuły dążą do ustawienia swoich długich osi zgodnie z kierunkiem polaryzacji wiązki wejściowej. W tym przypadku reorientacja molekuł zachodzi w płaszczyźnie yz , a zatem związana jest głównie z deformacją typu twist. Proces reorientacji zaczyna się w sposób bezprogowy, a uzyskiwany w tym przypadku soliton jest stabilny dla dużego zakresu mocy wiązki wejściowej.



8. Wykonanie doświadczenia

A: soliton uzyskiwane przy wykorzystaniu wstępного przerentowania molekuł zewnętrznym polem elektrycznym

1. Korzystając ze wzoru (6) oszacować wartość zewnętrznego, progowego pola elektrycznego potrzebnego do uzyskania reorientacji molekuł.
2. Zaobserwować liniową dyfrakcję w analizowanej komórce
3. Wykonać charakterystykę zależności zewnętrznego pola i mocy wiązki. Dla każdej wartości pola zwiększać moc wiązki aż do uzyskania solitonu w analizowanej komórce.
4. Pomiary należy wykonać dla dwóch przeważen wiązki laserowej (w_{01} oraz $\sim w_{02}=2w_{01}$)

Dokładny, szczegółowy zakres prac oraz kolejność ich wykonywania podany zostanie na zajęciach przez prowadzącego.

B: solitonu uzyskiwane w sposób całkowicie optyczny

1. Zaobserwować liniową dyfrakcję w analizowanej komórce
2. Zaobserwować efekty nieliniowe, w szczególności generację solitonu przestrzennego w przypadku wprowadzenia wiązki pod kątem 45^0 względem osi z do komórki. W celu weryfikacji uzyskanych wyników pomiary przeprowadzić również dla wiązki o polaryzacji wzdłuż osi x.

9. Opracowanie wyników i przygotowanie sprawozdania

1. Cel ćwiczenia
2. Krótki wstęp teoretyczny – co zostało wykonane w ramach ćwiczenia
3. Schemat i opis układu pomiarowego wraz z opisem wykonania ćwiczenia
4. Wyniki prezentujące dyfrakcję, efekt samoogniskowania oraz generację solitonu przestrzennego w analizowanej komórce (należy pamiętać o zwymiarowaniu zdjęć i podpisaniu odpowiednio osi oraz podaniu wartości mocy i polaryzacji wiązki wejściowej dla której zostało wykonane zdjęcie – patrz Dodatek). Korzystając z wyznaczonych w trakcie 1 ćwiczenia szerokości wiązki policzyć zasięg Rayilegha w każdym z analizowanych przypadków (jako współczynnik załamania przyjąć efektywny współczynnik załamania).
 - i. dla przypadku A2 wykonać dodatkowo wykres przedstawiający zależność mocy wiązki wejściowej potrzebnej do uzyskania solitonu przestrzennego od napięcia zewnętrznego. Zinterpretować uzyskane wyniki i podać wnioski.
 - ii. B2 (patrz wykonanie ćwiczenia).
5. Porównać wyniki uzyskane dla dwóch przeweżeń wiązki laserowej. Wyjaśnić różnice oraz podać uzasadnienie.
6. Porównać uzyskane wyniki dla dwóch analizowanych ciekłych kryształów (przy tej samej szerokości wiązki laserowej). Czy są jakieś różnice i z czego one wynikają? Uzasadnić różnice w mocach potrzebne do uzyskania solitonu w obu przypadkach.

Punkt 5 i 6: skorzystać z parametrów zamieszczonych na końcu instrukcji.

Należy pamiętać o zwymiarowaniu zdjęć i podpisaniu odpowiednio osi oraz podaniu wartości mocy wiązki wejściowej jak również wartości napięcia zewnętrznego dla których zostało wykonane dane zdjęcie. Należy również wykonać przekroje dla uzyskanych solitonów, dla kilku (2-3) wartości odległości propagacji, z. Zdjęcia należy odpowiednio przyciąć. Porównać uzyskane wyniki odpowiednio dla przypadku a jak i b.

7. Wnioski

UWAGA: Na zajęcia należy przynieść pendrive'a (min. 1GB).

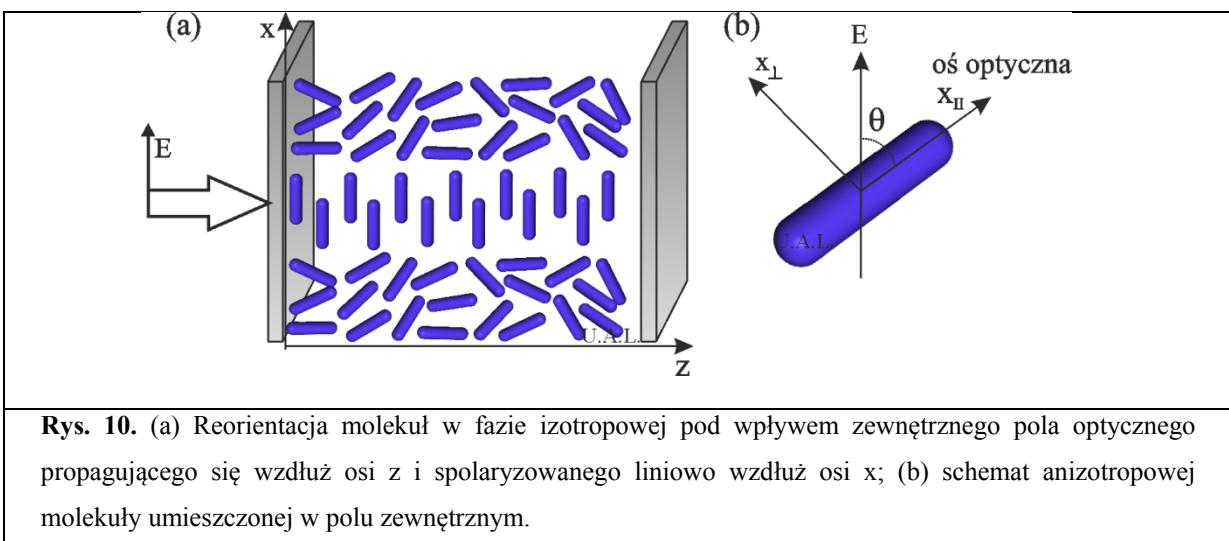
Wszystkie prezentowane wyniki powinny zawierać komentarz i opis wyjaśniający, każdy prezentowany wykres w sprawozdaniu powinien zawierać podpis pod wykresem oraz komentarz w tekście sprawozdania.

WSKAZÓWKA: Przekroje można wykonać w darmowym programie ImageJ (do ściągnięcia, wersja pod Linux'a oraz Windowsa'a). Istnieje również możliwość wykonania przekrojów w trakcie zajęć, dla zespołów, które sprawnie wykonają ćwiczenie.

Dodatki:

10. Nieliniowość orientacyjna

Mechanizm orientacji jest charakterystyczny dla cieczy i gazów składających się z cząsteczek anizotropowych. W fazie izotropowej molekuły są rozłożone chaotycznie a silne pole optyczne może przeorientować je tak, że ustawiają się równolegle względem pola optycznego, w celu minimalizacji energii (rys. 10). Oznacza to, iż na skutek przyłożonego pola elektrycznego następuje zmiana uporządkowania molekuł. W przypadku wiązek ograniczonych przestrzennie (np. wiązki gaussowskiej) orientacja molekuł jest funkcją promienia wiązki i największe zmiany uzyskuje się w centrum wiązki (tam, gdzie jej natężenie jest największe).



Jeśli padająca wiązka spolaryzowana jest w kierunku osi x , zaindukowana polaryzacja w kierunku x dana jest jako:

$$P_x = \varepsilon_0 \Delta \chi^{opt} E_x \quad (1)$$

gdzie χ_{xx}^{opt} jest optycznie zaindukowaną zmianą podatności.

W układzie osi podstawowych \perp i II (rys. 10b):

$$P_x = P_{II} \cos \theta + P_{\perp} \sin \theta \quad (2)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} P_{\perp} &= \varepsilon_0 \chi_{\perp} E_{\perp} = \varepsilon_0 \chi_{\perp} E_x \sin \theta \\ P_{II} &= \varepsilon_0 \chi_{II} E_{II} = \varepsilon_0 \chi_{II} E_x \cos \theta \end{aligned} \quad (3)$$

Otrzymuje się zatem:

$$\Delta \chi_{xx}^{opt} = \chi_{\perp} \sin^2 \theta + \chi_{II} \cos^2 \theta \quad (4)$$

Równanie (4) może być wyrażone poprzez podatność ośrodka nie uporządkowanego:

$\chi_I = \frac{1}{3}(\chi_{II} + 2\chi_{\perp})$ oraz anizotropie podatności: $\Delta \chi = \chi_{II} - \chi_{\perp}$. Wówczas podatność powstała w wyniku orientacji można zapisać:

$$\Delta \chi_{xx}^{opt} = \chi_I + \frac{2}{3} \Delta \chi S \quad (5)$$

gdzie S jest parametrem uporządkowania określonym równaniem

Całkowita polaryzacja wyrażona jest zatem poprzez:

$$P_x = \left[\varepsilon_0 \chi_I + \varepsilon_0 \frac{2}{3} \Delta \chi S \right] E_x = P_x^L + P_x^{NL} \quad (6)$$

gdzie P_x^L jest liniowa polaryzacją stanu niezaburzonego, zaś P_x^{NL} jest polaryzacją nieliniową, zaindukowaną poprzez orientację molekuł wymuszoną wiązką światła.

Wartość współczynnika załamania wynosi zatem:

$$n = n_0 + \frac{\Delta \chi}{3n_0} S \quad (7)$$

gdzie $n_0^2 = \chi_I + 1$.

Parametr uporządkowania S zależy od natężenia światła pola elektrycznego $|E|^2$, czyli od I . Dla dużych natężeń pola orientującego dochodzi do nasycenia, lecz przy mniejszych polach zależność tę można przybliżyć funkcją liniową $S \sim I$. Zatem zmiany współczynnika załamania wywołane przez nieliniowość orientacyjną można przybliżyć nieliniowością kerrowską, co oznacza, iż współczynnik załamania jest funkcją natężenia światła.

11. Nieliniowość reorientacyjna w ciekłych kryształach

Charakterystycznym mechanizmem nieliniowości optycznej w ciekłych kryształach jest nieliniowość reorientacyjna. W fazie izotropowej opisuje się ją tak, jak zaprezentowano w punkcie powyżej. W fazie nematicznej ciekłego kryształu decydującą rolę zaczynającą odgrywać oddziaływanie dalekozasięgowe porządkujące molekuły. Zmiana uporządkowania molekuł czyli reorientacja cząsteczek może być wymuszona przez fale świetlne padającą na warstwę ciekłokrystaliczną w sposób analogiczny do reorientacji wywołanej zewnętrznym polem elektrycznym i magnetycznym.

Oddziaływanie z polem magnetycznym fali elektromagnetycznej może zostać pominięte z uwagi na małą anizotropię magnetyczną molekuł dla pól o częstościach optycznych. Zatem gęstość energii oddziaływania ciekłego kryształu z polem elektromagnetycznym jest równa energii oddziaływania z polem elektrycznym. Część energii zależna od położenia direktora względem pola, czyli związana z orientacją dana jest wzorem:

$$f_{opt} = -\frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon}{2} \langle (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \rangle \quad (8)$$

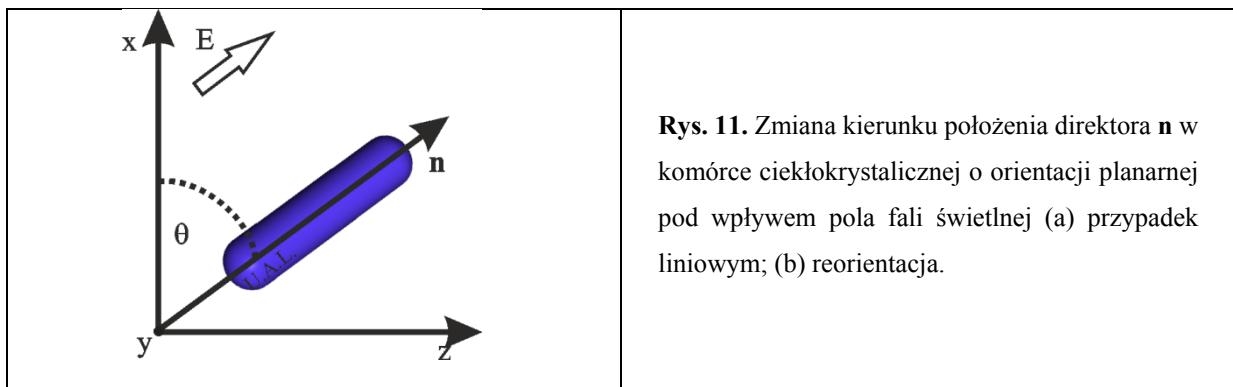
gdzie $\Delta \epsilon = \epsilon_{II} - \epsilon_{\perp}$, $\langle \rangle$ oznacza uśrednianie po czasie. Całkowita energia swobodna $\int f d^3r = \int (f_F + f_{opt} + f_{el})$ w stałej temperaturze w stanie ustalonym przyjmuje wartość minimalną, czyli gęstość energii spełnia równanie Eulera-Lagrange'a.

W celu określenia zmiany kierunku położenia direktora \mathbf{n} na skutek oddziaływania fali świetlnej na molekuły ciekłego kryształu, wprowadza się kąt θ między kierunkiem direktora a osią x – rys. 11. Rozpatrując przypadek dwuwymiarowy w płaszczyźnie xz można zapisać: $\mathbf{n} = (\cos \theta; 0; \sin \theta)$, a pole elektryczne ma składowe $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$, dodatkowo zakłada się jednorodność amplitudy pola elektrycznego w kierunku osi z . Minimalizacja energii swobodnej ciekłego kryształu, opisująca zmianę uporządkowania molekuł ciekłego kryształu przybiera postać:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} (K_{33} \cos^2 \theta + K_{11} \sin^2 \theta) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 (K_{33} - K_{11}) \sin 2\theta + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} K_{22} \\ & + \frac{\epsilon_0 \Delta \epsilon}{4} (2|E_x| |E_z| \cos 2\theta + (|E_z|^2 - |E_x|^2) \sin 2\theta) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Jak wynika z powyższego wzoru deformacje typu splay i bend wiążą się z reorientacją w płaszczyźnie xz , natomiast deformacja typu twist w kierunku prostopadłym y . W analizowanej geometrii deformacja skręcieniowa zanika, gdyż rozważa się jednorodność amplitudy pola elektrycznego w kierunku y .

Rozwiążając równanie (9) należy dodatkowo określić warunki brzegowe na powierzchniach ograniczających ciekły kryształ. Wyróżnić tu można warunki stałe dla wszystkich wartości pól (tzw. warunki sztywne) lub też warunki ulegające zmianie wraz ze wzrostem pola (tzw. warunki słabe). Sztywne warunki brzegowe oznaczają, że molekuły przy płytach ograniczających i wymuszających orientację początkową, nie ulegają reorientacji.



Ze wzoru (9) wynika, iż reorientacja zależy od kwadratu natężenia pola elektrycznego, czyli również przenikalność elektryczna i współczynnik załamania zależą od kwadratu natężenia pola. Jednakże, w przeciwieństwie do nieliniowości kerrowskiej, nieliniowość reorientacyjna jest nielokalna. Oznacza to, że zmiana współczynnika załamania wywołana reorientacją zależy od rozkładu pola elektrycznego wewnętrz ciekłego kryształu a nie od jego lokalnej wartości.

Dodatkowo reorientacja ściśle zależy od stanu polaryzacji fali elektromagnetycznej. Pole elektryczne równoległe do direktora \mathbf{n} ciekłego kryształu nie spowoduje przeorientowania molekuł, każdy inny przypadek prowadzi do reorientacji i molekuły dążą do ustawienia długich osi równolegle względem pola.

W układzie niezaburzonym tensor przenikalności elektrycznej przyjmuje postać:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{II} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Reorientacja molekuł prowadzi do lokalnej zmiany przenikalności elektrycznej ośrodków dwójłomnego, tensor przenikalności w układzie obróconym o kąt θ przyjmuje postać:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta & 0 & \Delta\varepsilon \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ \Delta\varepsilon \sin \theta \cos \theta & 0 & \varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (11)$$

Zamiast tensora przenikalności elektrycznej często wygodniej jest posługiwać się wartością efektywnej przenikalności, a w konsekwencji wartością efektywnego współczynnika załamania:

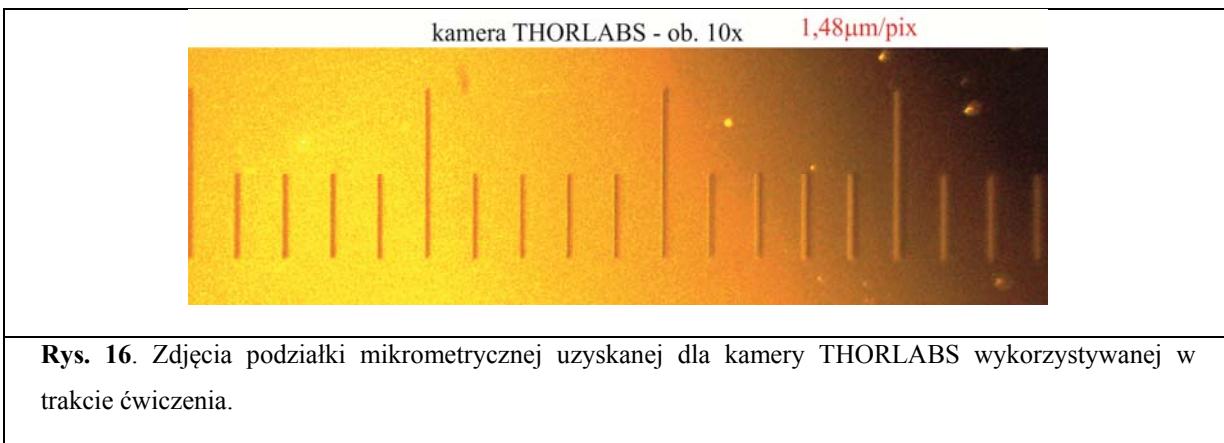
$$\varepsilon_{ef} = \begin{cases} \frac{1}{(\varepsilon^{-1})_{xx}} = \frac{\varepsilon_{II}\varepsilon_{\perp}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{II} \sin^2 \theta}} \\ \frac{1}{(\varepsilon^{-1})_{yy}} = \varepsilon_{\perp} \\ \frac{1}{(\varepsilon^{-1})_{zz}} = \frac{\varepsilon_{II}\varepsilon_{\perp}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta + \varepsilon_{II} \cos^2 \theta}} \end{cases} \Rightarrow n_{eff} = \begin{cases} \frac{n_0 n_e}{\sqrt{n_o \cos^2 \theta + n_e \sin^2 \theta}} & \text{dla } E_x \\ n_0 & \text{dla } E_y \\ \frac{n_e n_e}{\sqrt{n_o \sin^2 \theta + n_e \cos^2 \theta}} & \text{dla } E_z \end{cases} \quad (12)$$

gdzie ε^{-1} oznacza macierz odwrotną do ε .

Ważna cechą nieliniowości reorientacyjnej jest to, iż zmienia lokalnie kierunek osi dwójlomności, natomiast nie zmienia wartości dwójlomności (nie zmienia wartości własnych przenikalności elektrycznej). Nieliniowość reorientacyjna często nazywana jest nieliniowością gigantyczną, gdyż ciekłe kryształy charakteryzujące się dużymi wartościami dwójlomności, powodują zmianę nieliniowości o wartości nie obserwowane w innych mechanizmach nieliniowych.

Należy także pamiętać o szczególnym przypadku, w którym pole fali świetlnej dąży do obrócenia molekuł o kąt $\pi/2$ w stosunku do położenia początkowego. W takiej konfiguracji efekt reorientacji zachodzi dla wartości pola większej niż wartość progowa, a zjawisko to nazywane jest optycznie indukowanym przejęciem Frederiksa (ang. *light induced Frederiks transition, LIFT*).

12. Wymiarowanie zdjęć z kamery CCD



13. Parametry wykorzystywanych w doświadczeniu ciekłych kryształów

Ciekły kryształ 1110, $\lambda=671\text{nm}$

stopnie C	zwyczajny	nadzwyczajny	$\Delta\varepsilon_{lf}$	K11 [pN]	K22 [pN]	K33 [pN]
20	1,4594	1,5058	-0,9	19	8,42	20,79

Ciekły kryształ 6CHBT, $\lambda=671\text{nm}$

stopnie C	Zwyczajny	nadzwyczajny	$\Delta\varepsilon_{lf}$	K11 [pN]	K22 [pN]	K33 [pN]
20	1,5146	1,6701	8,306	9	3,56	9,69

Ciekły kryształ 903, $\lambda=671\text{nm}$

stopnie C	Zwyczajny	nadzwyczajny	$\Delta\varepsilon_{lf}$	K11 [pN]	K22 [pN]	K33 [pN]
20	1,4819	1,5672	1,343	16	7,31	17,67

Literatura:

1. A. Adamczyk, Z. Strugalski, *Ciekłe kryształy*, (WNT, Warszawa, 1976)

2. A. Adamczyk, *Niezwyczajny stan materii. Ciekłe kryształy*, (Wiedza Powszechna, Warszawa 1979)
3. M. A. Karpierz, T. R. Woliński, *Nieliniowe właściwości ciekłych kryształów*, Tempus Series in Applied Optics, (Oficyna Wydawnicza PW, Warszawa 1997)
4. F. Ratajczyk, *Optyka ośrodków anizotropowych*, (Wyd. Naukowe PWN, Warszawa 1994)
5. J. Żmija, S. Kłosowicz, W. Borys, *Cholestyryczne ciekłe kryształy w detekcji promieniowania*, (WNT, 1989)
6. M. Karpierz, E. Weinert-Rączka, *Nieliniowa Optyka Światłowodowa*, (Wyd. Naukowo Techniczne, 2009)
7. I. C. Khoo, *Liquid Crystals*, 2nd edition, (John Wiley & Sons 2007)
8. H. Keller, R. Hatz, *Handbook of Liquid Crystals*, (VCH, Deerfield Brach, Floryda 1980)
9. P. G. de Gennes, J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, 2nd edition, (Clarendon Press, Oxford Science Publication, 1993)
10. D. K. Yang, S. T. Wu, *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*, (John Wiley & Sons, 2006)
11. Karpierz, M.A., *Soliton Driven Photonics*, ed. A.D. Boardman, A.P. Sukhorukov, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht 2001; str. 41-57
12. G. Assanto, M. A. Karpierz, "Nematicons: self localised beams in nematic liquid crystals", *Liq. Cryst.* **36**, 1366 (2009)