

dr inż. Mariola Buczkowska
Politechnika Łódzka
Instytut Fizyki
ul. Wólczańska 219
90-924 Łódź
e-mail: mariola.buczkowska@p.lodz.pl

Załącznik 2

AUTOREFERAT

Spis treści

1. Imię i nazwisko
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/ artystycznych.
 - 3.1. Aktualne miejsce zatrudnienia
 - 3.2. Historia zatrudnienia
4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.)
 - 4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego.
 - 4.2. Autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, nazwa czasopisma, rok wydania.
 - 4.2.1. Wykaz publikacji wchodzących w skład monotematycznego cyklu
 - 4.3. Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.
 - 4.3.1. Wstęp
 - 4.3.2. Właściwości fleksoelektryczne
 - 4.3.3. Przedstawienie wyników prac wchodzących w skład monotematycznego cyklu publikacji
 - 4.3.3.1. Statyczne odkształcenia w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne
 - 4.3.3.2. Odkształcenia w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne wywołane polem zmiennym

- 4.3.3.3. Dynamika odkształceń w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne
- 4.3.3.4. Analiza stabilności struktur powstających w warstwie hybrydowej
- 4.3.3.5. Powstawanie i dynamika odkształceń w hybrydowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne
- 4.3.3.6. Odkształcenia dwuwymiarowe
- 4.3.3.7. Podsumowanie
- 4.3.3.8. Założenia modelu transportu jonów

5. Literatura

6. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych).

- 6.1. Opis działalności naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora
- 6.2. Opis działalności naukowej po uzyskaniu stopnia doktora
- 6.3 Wykaz innych (nie wchodzących w skład osiągnięcia wymienionego w pkt 4.) opublikowanych prac naukowych
 - A. Lista prac opublikowanych przed uzyskaniem stopnia doktora
 - B. Lista prac opublikowanych po uzyskaniu stopnia doktora

7. Wskaźniki dokonań naukowych

- Sumaryczny impact factor według listy Journal Citation Reports (JCR), zgodnie z rokiem opublikowania
- Liczba cytowań publikacji według bazy Web of Science (WoS)
- Liczba cytowań bez autocytowań
- Liczba prac cytujących
- Liczba prac cytujących bez autocytowań
- Indeks Hirscha według bazy Web of Science (WoS)

8. Inna działalność naukowa, dydaktyczna i organizacyjna.

1. Imię i nazwisko: Mariola Buczkowska

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

2.1. Dyplom ukończenia studiów na kierunku Fizyka Techniczna na Wydziale Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej w Łodzi i uzyskanie stopnia magistra inżyniera w dziedzinie fizyki ciała stałego w 1998 roku. Pracę magisterską zatytułowaną „Badanie właściwości dielektrycznych złącza p-n w zakresie niskich częstotliwości” napisałam pod opieką dr hab. Grzegorza Bąka.

2.2. Dyplom doktora nauk fizycznych nadany uchwałą Rady Wydziału Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej w Łodzi w 2004 roku i uzyskanie stopnia doktora nauk fizycznych. Promotorem rozprawy doktorskiej zatytułowanej „Numeryczne badania zjawisk fleksoelektrycznych w wybranych układach ciekłokrystalicznych" był dr hab. Grzegorz Derfel. Rozprawa doktorska została wyróżniona.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/ artystycznych.

3.1. Aktualne miejsce zatrudnienia:

Instytut Fizyki, Wydział Fizyki Technicznej Informatyki i Matematyki Stosowanej,
Politechnika Łódzka, ul. Wólczańska 219, 90-924 Łódź
e-mail: mariola.buczkowska@p.lodz.pl

stanowisko: adiunkt

3.2. Historia zatrudnienia:

3.2.1. Pracownik techniczny w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej, 1998.

3.2.2. Asystent stażysta w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej, 1999.

3.2.3. Asystent w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej, 2000– 2005.

3.2.4. Adiunkt w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej, od 2005 do chwili obecnej.

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

4.1. Tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego.

Monotematyczny cykl publikacji zatytułowany:

„Wpływ właściwości fleksoelektrycznych na odkształcenia pola direktora w warstwach ciekłych kryształów nematicznych”

4.2. Autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, nazwa czasopisma, rok wydania.

4.2.1. Wykaz publikacji wchodzących w skład monotematycznego cyklu

L.p.	Nr	Autorzy	Tytuł i dane bibliograficzne
1	B1	G.Derfel M.Buczowska	“Flexoelectric deformations of homeotropic nematic layers in the presence of ionic conductivity”, <i>Liquid Crystals</i> , 32, (9) 1183-1190, (2005)
2	B2	M.Buczowska G.Derfel	“Influence of ionic transport on deformations of homeotropic nematic layers with positive flexoelectric coefficients”, <i>Liquid Crystals</i> , 32, (10) 1285-1293, (2005)
3	B4	G.Derfel M.Buczowska	“Threshold voltage for purely flexoelectric deformations of conducting homeotropic nematic layers”, <i>Liquid Crystals</i> , 34, (1) 113-125, (2007)
4	B5	M.Buczowska	“Influence of ions on stability of planar and homeotropic structures in hybrid aligned flexoelectric nematic layers subjected to electric field” <i>Liquid Crystals</i> , 35, (10) 1199-1203, (2008)
5	B7	M.Buczowska	“Strong deformations induced by a DC electric field in homeotropic flexoelectric nematic layers” <i>Liquid Crystals</i> , 37, (10) 1331-1337, (2010)
6	B8	M.Buczowska G.Derfel	„Analysis of deformations of flexoelectric homeotropic liquid crystal layers with various anchoring strengths” <i>Opto-Electronics Review</i> , 19 (1) 56-60, (2011)
7	B9	G.Derfel M.Buczowska	“Numerical study of deformations induced by ac electric field in insulating flexoelectric nematic layers” <i>Opto-Electronics Review</i> , 19, (1) 66-70, (2011)
8	B10	M.Buczowska	“Numerical analysis of deformations induced by dc electric field in homeotropic nematic layers with giant flexoelectricity” <i>Molecular Crystals and Liquid Crystals</i> , 543, 48-56, (2011)
9	B11	G.Derfel M.Buczowska	“Numerical study of flexoelectric longitudinal domains” <i>Molecular Crystals and Liquid Crystals</i> , 547, 213-221, (2011)

10	B12	G.Derfel M.Buczowska	"Ion adsorption and its influence on dc electric field induced deformations of flexoelectric nematic layers" <i>Journal of Chemical Physics</i> , 135, 014903-1 - 014903-6, (2011)
11	B13	M.Buczowska G.Derfel	„Optical properties of homeotropically aligned flexoelectric nematic layers deformed by direct current electric field” <i>Journal of Applied Physics</i> , 110, 053514-1 - 053514-4 (2011)
12	B14	M.Buczowska	„Converse flexoelectric effect in homeotropic nematic layers with asymmetric surface anchoring” <i>Liquid Crystals</i> , 39, (7) 873-879, (2012)
13	B15	G.Derfel M.Buczowska	“Dynamics of electric field induced deformations in flexoelectric nematic layers “ <i>Liquid Crystals</i> , 40, (2), 272-280, (2013)
14	B16	G.Derfel M.Buczowska	"Threshold voltages and optical retardation of deformed flexoelectric nematic layers with asymmetric surface anchoring" <i>Opto-Electronics Review</i> , 21, (2), 205-209, (2013)
15	B17	G.Derfel M.Buczowska	"Electro-optical effects in hybrid aligned flexoelectric nematic layers" <i>Journal of Applied Physics</i> , 114, (17) 173510-1 - 173510 - 5, (2013)
16	B18	M.Buczowska G.Derfel	Role of flexoelectricity in electro-optical properties of hybrid aligned nematic layers”, <i>Applied Physics Letters</i> , 103, 211115-1 - 211115-4 (2013)
17	B19	M.Buczowska G.Derfel	“Backflow in flexoelectric nematic layers deformed by electric field”, <i>Liquid Crystals</i> , 42, (2) 169-175 (2014)

4.3. Omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

4.3.1. Wstęp

Niezwykłe właściwości ciekłych kryształów zainteresowały mnie już podczas studiów. Po podjęciu pracy w Instytucie Fizyki PŁ rozpoczęłam badania w tej dziedzinie. Działalność tę kontynuuję do dziś.

Przedmiotem moich badań, których wyniki opisane są w cyklu publikacji, były odkształcenia pola direktora w warstwach ciekłych kryształów nematycznych wywołane polem elektrycznym. Oddziaływanie ciekłego kryształu z polem elektrycznym powodujące deformacje wynika z anizotropii dielektrycznej i z własności fleksoelektrycznych. Sprężyste odkształcenia pola direktora kontrolowane polem elektrycznym są podstawowym zjawiskiem umożliwiającym zastosowanie ciekłych kryształów.

Celem moich badań było:

- poznanie wpływu wybranych parametrów ciekłych kryształów na wywołane polem elektrycznym sprężyste odkształcenia warstw o różnej geometrii zawierających nematyki o własnościach fleksoelektrycznych, a w szczególności poszerzenie wiedzy o roli właściwości fleksoelektrycznych dla powstawania i formy takich odkształceń,
- uzyskanie wyników mogących służyć jako wskazówki określające, jakie właściwości należy nadać mieszaninie ciekłokrystalicznej aby uzyskać użyteczne zachowanie warstw,
- sprawdzenie, jakie możliwości stwarzają właściwości fleksoelektryczne nematyków w dziedzinie zastosowań elektrooptycznych.

Szczególną uwagę zwróciłam na właściwości fleksoelektryczne. Są one ważną cechą nematyków, ponieważ są powszechne i w odpowiednich warunkach wywierają znaczący wpływ na zachowanie układów ciekłokrystalicznych. Polaryzacja fleksoelektryczna z nimi związana wpływa na strukturę odkształconych warstw. Konsekwencje właściwości fleksoelektrycznych nie są dostatecznie poznane. Pominięcie zjawiska fleksoelektryczności przy interpretacji wyników doświadczalnych lub w rozważaniach teoretycznych może prowadzić do fałszywych wniosków. Należy zauważyć, że wpływ na oddziaływanie pola elektrycznego z ciekłym kryształem ma także ładunek jonowy, ponieważ decyduje on o rozkładzie natężenia pola elektrycznego.

W swoich pracach wzięłam pod uwagę układy ciekłokrystaliczne, w których właściwości fleksoelektryczne manifestują się najwyraźniej. Były to warstwy nematyków o uporządkowaniu homeotropowym, hybrydowym i planarnym. Wyznaczałam napięcia progowe na odkształcenia, rozkłady direktora, natężenia pola elektrycznego i koncentracji jonów obu znaków w funkcji współrzędnej z prostopadłej do warstwy. W wybranych przypadkach badałam właściwości optyczne warstw oraz dynamikę odkształceń. Parametry ciekłych kryształów wybierałam z realistycznych zakresów. Były to mianowicie współczynniki fleksoelektryczne, koncentracja jonów, anizotropia przenikalności elektrycznej oraz współczynniki ruchliwości jonów. To samo dotyczyło parametrów warstw tj. grubości, energii kotwiczenia i właściwości kontaktów elektrodowych.

Stosowane przeze mnie metody badawcze wynikały z faktu, że odkształcenia warstw nematyka opisane są układem równań różniczkowych o stopniu komplikacji uniemożliwiającym ich rozwiązanie analityczne. Rozwiązanie równań wyprowadzonych na podstawie teorii może być otrzymane tylko metodami numerycznymi. Podejście takie pozwala sprawdzić rolę parametrów o wartościach pochodzących z szerokich przedziałów, co

może wytyczać nowe kierunki syntez i badań doświadczalnych. Wyniki obliczeń dostarczają informacji trudnych lub niemożliwych do uzyskania na drodze doświadczalnej lub teoretycznej. Metodyka, którą zastosowałam, jest dogodnym sposobem poznania fizycznych właściwości układów ciekłokrystalicznych i daje poprawne wyniki, ponieważ oparta jest na założeniach potwierdzonych doświadczalnie.

Odkształcenia powstające pod wpływem pól zewnętrznych opisywane są w ramach teorii kontinuum, traktującej nematyk jako ośrodek ciągły. Teorię tę cechuje bardzo dobra zgodność z doświadczeniem, można zatem wnioskować, że wyniki przeze mnie otrzymane są dobrym przybliżeniem rzeczywistych zjawisk. Istotnym elementem zwiększającym realistyczność wyników jest zaproponowany w toku prac model transportu ładunku jonowego. Jest on oparty na modelu słabego elektrolitu [1] i ujęty równaniami opisującymi transport jonów w warstwie i reakcje na elektrodach [B1], [B10], [B15]. Był użyteczny zarówno w przypadku badań statycznych odkształceń warstw, a także, odpowiednio zaadaptowany, w badaniach dynamiki tych odkształceń. Został także zastosowany w innych pracach, w tym dotyczących izotropowych ciekłych dielektryków [2], [3].

4.3.2. Właściwości fleksoelektryczne

Można wyróżnić dwa typy zjawisk fleksoelektrycznych. Pierwszy z nich ma miejsce jeśli w warstwie nematyka występuje odkształcenie typu zginania podłużnego (*bend*) lub zginania poprzecznego (*splay*). Asymetria molekuł prowadzi wtedy do przewagi jednej z ich orientacji. W przypadku zginania poprzecznego przeważa ustawienie cieńszych końców molekuł w stronę silniejszego odkształcenia. W przypadku zginania podłużnego wygięte molekuly ustawiają się zgodnie z łukami wytyczonymi przez direktor. Występowanie wymienionych orientacji w objętości odkształconej warstwy pociąga za sobą powstanie polaryzacji elektrycznej wyrażonej wzorem:

$$\mathbf{P} = e_{11}\mathbf{n}(\nabla\mathbf{n}) - e_{33}\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n}) \quad (1)$$

gdzie e_{11} i e_{33} są współczynnikami fleksoelektrycznymi. To zjawisko powstawania polaryzacji elektrycznej pod wpływem mechanicznej deformacji nosi nazwę efektu fleksoelektrycznego prostego.

W przypadku umieszczenia jednorodnie uporządkowanego nematyka w polu elektrycznym ma miejsce odwrotny efekt fleksoelektryczny. Pole elektryczne wywołuje w warstwie polaryzację, która w konsekwencji jest przyczyną odkształcenia próbki. Dzieje się tak dlatego, że następuje częściowe uporządkowanie dipoli molekularnych w kierunku pola.

Tak więc cieńsze końce asymetrycznych molekuł zostają skierowane w jedną stronę i pole direktora ulega zginaniu poprzecznemu. W przypadku molekuł wygiętych powstająca w próbce polaryzacja wymusza zginanie podłużne.

Inny molekularny mechanizm powstawania fleksoelektryczności jest oparty na modelu kwadрупolowym Prosta i Marcerou [4]. Jeżeli struktura nematyka jest nieodkształcona, to dodatnie i ujemne ładunki elektryczne związane z momentami kwadрупolowymi sąsiadujących molekuł są rozłożone równomiernie i ośrodek nie wykazuje polaryzacji. Jeżeli jednak poddać ją odkształceniu to może nastąpić przesunięcie się molekuł. Prowadzi to do wytworzenia się momentu dipolowego w objętości odkształcanego nematyka.

W materiałach o strukturze molekularnej typu *bent-core* stwierdzono występowanie bardzo silnych właściwości fleksoelektrycznych. Tłumaczy się to powstawaniem klastrów molekuł o dużych momentach dipolowych i porządkowanie się ich pod wpływem odkształceń lub zewnętrznego pola elektrycznego [5].

Odwrotny efekt fleksoelektryczny wiąże się z pojawieniem się momentów sił wywołanych zewnętrznym polem elektrycznym $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, które wymuszają deformację pola direktora. Działają one w objętości i na powierzchniach [6]. Fleksoelektryczne momenty sił działające na direktor w jednostce objętości opisuje wzór

$$\mathbf{\Gamma}_{flekso}^{obj} = \mathbf{n} \times \{ (e_{11} - e_{33}) [(\mathbf{E}\nabla)\mathbf{n} - (\nabla\mathbf{n})\mathbf{E}] + (e_{11} + e_{33}) (\mathbf{n}\nabla)\mathbf{E} \} \quad (2)$$

Wynika z niego, że objętościowe deformacje o naturze fleksoelektrycznej mogą powstać, gdy orientacja direktora i pole elektryczne zależą od położenia lub gdy od położenia zależy jedna z tych wielkości. Efekty opisane pierwszym członem wzoru (2), $(e_{11} - e_{33}) [(\mathbf{E}\nabla)\mathbf{n} - (\nabla\mathbf{n})\mathbf{E}]$, są liniowe względem pola elektrycznego. Zależą one od różnicy obu współczynników fleksoelektrycznych $\Delta e = e_{11} - e_{33}$. Drugi człon wzoru (2), $(e_{11} + e_{33}) (\mathbf{n}\nabla)\mathbf{E}$, opisuje momenty występujące gdy pole elektryczne jest niejednorodne. O ich wielkości decyduje suma współczynników fleksoelektrycznych $e = e_{11} + e_{33}$. Powierzchniowe momenty sił o naturze fleksoelektrycznej działające na granicy ciekły kryształ – podłoże wyrażone są wzorem

$$\mathbf{\Gamma}_{flekso}^{pow} = \mathbf{n} \times \{ -e_{11} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{v} + e_{33} [\mathbf{v} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E})] \} \quad (3)$$

gdzie \mathbf{v} jest normalną do powierzchni zwróconą na zewnątrz.

Jeśli direktor w odkształcanej polem elektrycznym warstwie nematyka fleksoelektrycznego zawartej między płasko-równoległymi elektrodami pozostaje w jednej płaszczyźnie prostopadłej do warstwy, to powierzchniowe i objętościowe fleksoelektryczne momenty sił zależą od sumy współczynników e , a nie od ich oddzielnych wartości. Jeśli

natomiast orientacja direktora zmienia się wzdłuż współrzędnej równoległej do warstwy, to o powstaniu odkształcenia decydują momenty sił proporcjonalne do różnicy współczynników Δe . Momenty sił o naturze fleksoelektrycznej działające na powierzchniach ograniczających warstwę są proporcjonalne do natężenia pola panującego na tych powierzchniach. Momenty fleksoelektryczne działające w objętości są proporcjonalne do pochodnej natężenia pola względem współrzędnej normalnej do warstwy.

4.3.3. Przedstawienie wyników prac wchodzących w skład monotematycznego cyklu publikacji

4.3.3.1. Statyczne odkształcenia w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne

Pierwsze trzy prace cyklu, [B1], [B2], [B4], dotyczyły powstawania odkształceń statycznych. Ich przedmiotem była homeotropowa warstwa nematyka zawierającego jony, w której stałe pole elektryczne wywołuje odwrotny efekt fleksoelektryczny. Celem moich obliczeń było zbadanie deformacji przez wyznaczenie napięć progowych, orientacji direktora, potencjału elektrycznego i koncentracji jonów w funkcji współrzędnej z prostopadłej do warstwy.

Statyczne zachowanie warstwy jest konsekwencją działania momentów sił, które wynikają z właściwości sprężystych, dielektrycznych, fleksoelektrycznych i elektrycznych nematyka i z jego oddziaływania z podłożem. Pole direktora, jakie panuje w próbce, można znaleźć minimalizując entalpię swobodną układu przez rozwiązanie układu równań Eulera-Lagrange'a [6].

Zachowanie warstwy opisane jest układem dziesięciu równań, na który składają się:

- równanie momentów sił w objętości

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(k_b - 1)\sin 2\theta \left(\frac{d\theta}{d\zeta} \right)^2 - (\sin^2 \theta + k_b \cos^2 \theta) \frac{d^2\theta}{d\zeta^2} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}{k_{11}} \sin 2\theta \left(\frac{dV}{d\zeta} \right)^2 \\ & + \frac{1}{2} \frac{e_{11} + e_{33}}{k_{11}} \sin 2\theta \left(\frac{d^2V}{d\zeta^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie θ jest kątem między direktorem a osią z , $k_b = k_{33}/k_{11}$, k_{11} i k_{33} są stałymi elastycznymi związanymi odpowiednio ze zginaniem poprzecznym i podłużnym, $\zeta = z/d$, d oznacza grubość warstwy a V potencjał elektryczny;

- 2 równania momentów sił działających na powierzchniach

$$\pm \left[\frac{1}{2} \frac{e_{11} + e_{33}}{k_{11}} \sin 2\theta(\pm 1/2) \frac{dV}{d\zeta} \Big|_{\pm 1/2} - (\sin^2 \theta(\pm 1/2) + k_b \cos^2 \theta(\pm 1/2)) \frac{d\theta}{d\zeta} \Big|_{\pm 1/2} \right] - \frac{1}{2} \gamma \sin 2\theta(\pm 1/2) = 0 \quad (5)$$

gdzie $\gamma = Wd/k_{11}$, a W jest energią oddziaływania nematyka z podłożem (w ujęciu Rapiniego-Papoulara [9]);

- równanie elektrostatyczne Poissona

$$\rho(\zeta)d^2 + \varepsilon_0(\varepsilon_{\perp} + \Delta\varepsilon \cos^2 \theta) \frac{d^2V}{d\zeta^2} - \varepsilon_0 \Delta\varepsilon \sin 2\theta \frac{dV}{d\zeta} \frac{d\theta}{d\zeta} + (e_{11} + e_{33}) \cos 2\theta \left(\frac{d\theta}{d\zeta} \right)^2 + \frac{1}{2}(e_{11} + e_{33}) \sin 2\theta \frac{d^2\theta}{d\zeta^2} = 0 \quad (6)$$

z warunkami brzegowymi $V(-1/2) = 0$ i $V(1/2) = U$, gdzie $\rho(\zeta) = q[N^+(\zeta) - N^-(\zeta)]$, przy czym q jest ładunkiem jonu, a N^{\pm} oznacza koncentracje jonów obu znaków;

- 2 równania ciągłości ładunku jonowego dla anionów i kationów

$$d(\beta - \alpha N^+ N^-) = \frac{dJ_z^{\pm}}{d\zeta} \quad (7)$$

gdzie $J_z^{\pm} = \mp \frac{1}{d} \left(\mu_{zz}^{\pm} N^{\pm} \frac{dV}{d\zeta} - D_{zz}^{\pm} \frac{dN^{\pm}}{d\zeta} \right)$ oznacza strumień jonów danego znaku, tj. ilość jonów

przechodzących przez jednostkową powierzchnię $\zeta = \text{const}$, w jednostce czasu.

Współczynniki ruchliwości i dyfuzji jonów dane są wzorami $\mu_{zz}^{\pm} = \mu_{\perp}^{\pm} + \Delta\mu^{\pm} \cos^2 \theta$ i $D_{zz}^{\pm} = D_{\perp}^{\pm} + \Delta D^{\pm} \cos^2 \theta$, gdzie $\Delta\mu^{\pm} = \mu_{\parallel}^{\pm} - \mu_{\perp}^{\pm}$ i $\Delta D^{\pm} = D_{\parallel}^{\pm} - D_{\perp}^{\pm}$ oznaczają anizotropie obu

tych wielkości, parametr $\beta = \beta_0 \left(1 + \frac{q^3}{8\pi\varepsilon_0 \bar{\varepsilon} k_B^2 T^2} E \right)$ jest stałą generacji jonów, a parametr

$\alpha = \frac{2q\bar{\mu}}{\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}}$ – stałą rekombinacji, gdzie $\bar{\varepsilon} = (2\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel})/3$, $\bar{\mu} = [(2\mu_{\perp}^+ + \mu_{\parallel}^+)/3 + (2\mu_{\perp}^- + \mu_{\parallel}^-)/3]/2$,

k_B jest stałą Boltzmana, a T – temperaturą bezwzględną [7];

- 4 równania opisujące transport jonów obu znaków przez kontakty elektrodowe

$$\mp \mu_{zz}^{\pm} N^{\pm} \frac{dV}{d\zeta} - D^{\pm} \frac{dN^{\pm}}{d\zeta} = [-N^{\pm} K_r \exp(\pm \Delta\varphi/k_B T) + N_0 K_r \exp(\mp \Delta\varphi/k_B T)] d \quad (8)$$

dla $\zeta = -1/2$, oraz

$$\mp \mu_{zz}^{\pm} N^{\pm} \frac{dV}{d\zeta} - D^{\pm} \frac{dN^{\pm}}{d\zeta} = \left[-N^{\pm} K_r \exp(\mp \Delta\varphi/k_B T) + N_0 K_r \exp(\pm \Delta\varphi/k_B T) \right] d \quad (9)$$

dla $\zeta = +1/2$.

W równaniach tych K_r oznacza szybkość neutralizacji lub generacji jonów następującej w wyniku reakcji elektrodowych, natomiast $\Delta\varphi = EqL$ jest zmianą wysokości bariery energetycznej związanej z energią aktywacji reakcji elektrodowej, wywołaną przyłożeniem pola elektrycznego E , gdzie L jest grubością obszaru przyelektrodowego rzędu kilku rozmiarów molekuł. Równania (8)-(9) wyrażają fakt, że koncentracje przy elektrodach, $N^{\pm}(\pm 1/2)$, wynikają ze strumienia jonów danego znaku zbliżających się do elektrody (lub oddalających się od niej) oraz ze zmiany ilości jonów wywołanej generacją i neutralizacją na elektrodzie (na jednostkę jej powierzchni i na jednostkę czasu). Pierwsze człony po prawej stronie określają liczbę jonów zubożnianych na elektrodzie, a drugie człony liczbę jonów generowanych na elektrodzie. Model transportu ładunku jonowego ujęty równaniami (7)-(9) pozwalał uwzględniać przepływ prądu w badanych warstwach przy różnych rodzajach elektrod. Rodzaj elektrod był określany przez odpowiedni wybór parametru K_r . W szczególności wartość $K_r = 10^{-7}$ m/s zapewniała elektrody quasi-blokujące. (Założenia dotyczące modelu transportu jonów zamieściłam w podrozdziale 4.3.3.8.)

Równania (4)-(9) sprowadziłam do postaci różnicowej i rozwiązałam standardowymi metodami numerycznymi. Użyłam metody Gaussa-Seidla do rozwiązywania równania momentów sił w objętości, iteracyjnej metody rozwiązywania układów równań opisanych macierzą trójdziagonalną do równania Poissona i równań transportu jonów w objętości oraz metody Newtona do rozwiązania równań opisujących warunki brzegowe.

Należy zwrócić uwagę, że jeśli dyrektor jest prostopadły lub równoległy do wektora pola elektrycznego, to deformacja następuje po przekroczeniu określonego napięcia progowego. W przypadku nematyka fleksoelektrycznego będącego doskonałym izolatorem napięcie progowe U_f może być wyznaczone teoretycznie, jest bowiem ujęte w formie uwikłanej następującymi równaniami [6], [8]:

$$\operatorname{ctg}\left(\pi \frac{U_f}{U_c}\right) = \frac{Wd}{2\pi k_{33}} \frac{U_c}{U_f} \left\{ \left(\frac{\pi k_{33}}{Wd} \frac{U_f}{U_c} \right)^2 \left[\left(\frac{U_c (e_{11} + e_{33})}{\pi k_{33}} \right)^2 + 1 \right] - 1 \right\} \quad (10)$$

dla warstwy homeotropowej nematyka o ujemnej anizotropii dielektrycznej $\Delta\epsilon$, oraz

$$\operatorname{ctgh}\left(\pi \frac{U_f}{U_c}\right) = \frac{Wd}{2\pi k_{33}} \frac{U_c}{U_f} \left\{ \left(\frac{\pi k_{33}}{Wd} \frac{U_f}{U_c} \right)^2 \left[\left(\frac{U_c (e_{11} + e_{33})}{\pi k_{33}} \right)^2 - 1 \right] - 1 \right\} \quad (11)$$

dla warstwy homeotropowej nematyka o dodatniej anizotropii dielektrycznej, gdzie $U_c = \pi \sqrt{\frac{k_{33}}{\varepsilon_0 |\Delta\varepsilon|}}$. Gdy nematyk zawiera jony, napięcie progowe można wyznaczyć rozwiązując układ równań (4)-(9).

Aby uwzględnić możliwe odkształcenia o naturze dielektrycznej i fleksoelektrycznej rozpatrzyłam warstwy wypełnione nematykami czterech rodzajów, różniącymi się znakami anizotropii dielektrycznej i sumy współczynników fleksoelektrycznych: $\Delta\varepsilon < 0$ i $e < 0$, $\Delta\varepsilon > 0$ i $e < 0$, $\Delta\varepsilon < 0$ i $e > 0$ oraz $\Delta\varepsilon > 0$ i $e > 0$. Założyłam skończoną energię oddziaływania z podłożem. Wzięłam pod uwagę różne koncentracje jonów: niską, rzędu 10^{18} m^{-3} , średnią, rzędu 10^{19} m^{-3} , i wysoką, rzędu 10^{20} m^{-3} , odpowiadające nematykom o różnym stopniu czystości.

Dla każdej warstwy wyznaczyłam napięcia progowe, obliczyłam orientację direktora, potencjał elektryczny i koncentracje jonów w funkcji współrzędnej normalnej do warstwy. Rozkłady direktora obliczyłam dla napięć przekraczających próg o 0,1 V.

Z obliczeń numerycznych wynika, że napięcia progowe różnią się na ogół od wartości U_f przewidywanych teoretycznie wzorami (10) i (11) i zależą od koncentracji jonów w odmienny sposób dla każdego z czterech rodzajów nematyków. Znalazłam jednak cechy wspólne dla wszystkich czterech przypadków.

Napięcie progowe jest bliskie wartości U_f gdy nematyk zawiera bardzo mało jonów ($N_{av} < 10^{17} \text{ m}^{-3}$) lub gdy elektrody są dobrze przewodzące ($K_r > 10^{-3} \text{ m/s}$). Jony nie skupiają się przy elektrodach. Ładunek przestrzenny jest niewielki, a pole prawie jednorodne.

Napięcie progowe jest znacznie niższe od U_f gdy jonów jest dostatecznie wiele ($N_{av} > 10^{20} \text{ m}^{-3}$), a elektrody są silnie blokujące ($K_r \leq 10^{-7} \text{ m/s}$). Już przy niskim napięciu przy elektrodach powstaje ładunek o dużej gęstości oraz wysokie i silnie niejednorodne pole elektryczne. Odkształcenie o naturze fleksoelektrycznej powstaje niezależnie od znaku e i $\Delta\varepsilon$.

Najbardziej zróżnicowane zachowania zaobserwowałam przy pośredniej zawartości jonów ($N_{av} \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$) i przy kontaktach blokujących. Występuje wtedy silny wzrost napięcia progowego, gdy znaki anizotropii dielektrycznej i sumy współczynników fleksoelektrycznych są jednakowe, a także silny spadek gdy znaki te są różne. Co więcej, gdy $\Delta\varepsilon > 0$ i $e > 0$ to

istnieją koncentracje, przy których deformacja pojawia się przy niskim progu, zanika przy wzroście napięcia i pojawia się ponownie przy wyższym napięciu progowym.

Osobliwości występujące przy pośrednich koncentracjach mają źródło w różnej ruchliwości jonów dodatnich i ujemnych, zanikają bowiem, jeśli ruchliwość kationów staje się bliska ruchliwości anionów. Zostało to wykazane w trakcie dodatkowych obliczeń, których wyniki opublikowane są w innej pracy [B21].

Rozkłady direktora również zależą od koncentracji jonów i właściwości elektrod. Wynikają one z rozkładu pola elektrycznego zależnego od koncentracji jonów i właściwości elektrod, który decyduje o skuteczności destabilizujących i stabilizujących momentów sił. Wyróżniłam trzy typy rozkładów direktora odpowiadające trzem zakresom koncentracji.

Przy niskich koncentracjach deformacje są zbliżone do deformacji typowych dla nieprzewodzącego nematyka. Profile są symetryczne przy $\Delta\varepsilon < 0$, a przy $\Delta\varepsilon > 0$ odkształcenia są ograniczone do pobliża elektrod.

Przy umiarkowanie wysokiej koncentracji pojawia się przypowierzchniowa deformacja przy jednej z elektrod i profil direktora staje się wysoce asymetryczny. Jest to wynik działania destabilizującego momentu sił o naturze fleksoelektrycznej. Na drugiej z elektrod stabilizujący fleksoelektryczny moment sił tłumi deformację.

Przy wysokiej koncentracji orientacja direktora zmienia się równomiernie wzdłuż osi z w przeważającej części warstwy.

Istnieją dane doświadczalne, które potwierdzają niektóre z powyżej przedstawionych wyników. W pracy [10] opisane są deformacje planarnej warstwy nematyka o ujemnej anizotropii dielektrycznej występujące przy bardzo niskich napięciach wynoszących około 0,05 V, które zanikały gdy zmniejszono koncentrację jonów. Z kolei w pracy [11] opisany jest silny efekt elektrooptyczny związany z deformacją homeotropowej warstwy nematyka o dodatniej anizotropii dielektrycznej, wytłumaczony efektem fleksoelektrycznym w niejednorodnym polu pochodzącym od rozseparowanych jonów przeciwnych znaków. W artykułach [12], [13] przedstawiony został gradientowy efekt fleksoelektryczny wywołany działaniem momentów sił w objętości związanych z niejednorodnym polem elektrycznym.

Opisane powyżej prace dotyczyły deformacji powstających pod napięciem przekraczającym próg o 0.1V. Za cel kolejnej pracy [B7] postawiłam sobie zbadanie, jak deformacje rozwijają się, gdy napięcie znacznie przekracza próg. Wzięłam pod uwagę warstwy homeotropowe wypełnione nematykami o obu znakach anizotropii dielektrycznej

i sumy współczynników fleksoelektrycznych e , zawierającymi jony o niskiej, średniej i wysokiej koncentracji. Rozwiązując układ równań (4)-(9) obliczyłam rozkłady direktora przy napięciach w różnym stopniu przekraczających próg. Stwierdziłam dużą różnorodność rozkładów direktora. W najważniejszym przypadku materiału o dużej czystości zaobserwowałam, że znacząca deformacja występuje przy ujemnej anizotropii dielektrycznej i jest asymetryczna. Przy dodatniej anizotropii deformację wywołują momenty fleksoelektryczne, lecz jest ona ograniczona do cienkich warstewek przypowierzchniowych.

Typowe wartości współczynników fleksoelektrycznych nie przekraczają kilkudziesięciu pC/m [14]. W związku z doniesieniem o syntezie nematyka o molekularnej strukturze typu *bent-core* [15], [5], wykazującego silne właściwości fleksoelektryczne określone współczynnikami o trzy rzędy wielkości przewyższającymi wartości typowe, wykonałam obliczenia opisane w pracy [B10] mające na celu sprawdzenie, jak te silne własności wpływają na odkształcenia. Założyłam zakres sumy współczynników fleksoelektrycznych od -500 do 500 pC/m i wzięłam pod uwagę oba znaki anizotropii dielektrycznej. Wyznaczyłam wartości progów i profile direktora dla materiałów o różnym stopniu czystości.

Stwierdziłam, że w przypadku wielkich wartości sumy współczynników e i dla $N_0 > 10^{18} \text{ m}^{-3}$, rozkład direktora nie zależy od koncentracji. Silne własności fleksoelektryczne powodują, że rozkład direktora określony jest przede wszystkim przez momenty fleksoelektryczne. Już przy niskiej koncentracji powstają takie rozkłady direktora, jakie w przypadku słabych własności fleksoelektrycznych występują dopiero przy wysokiej koncentracji. Niewielka anizotropia dielektryczna nie ma znaczenia. Zaobserwowałam drobne jakościowe różnice między rozkładami direktora dla $e < 0$ i $e > 0$, co jest konsekwencją różnicy ruchliwości anionów i kationów.

Na podstawie obliczeń wykazałam, że nawet w ekstremalnie czystym materiale ($N_0 = 10^{17} \text{ m}^{-3}$) dostatecznie silne własności fleksoelektryczne prowadzą do anomalnych wartości napięć progowych i wystąpienia odkształceń w dwóch przedziałach napięć. Wybitne własności fleksoelektryczne oferują więc niskie wartości napięć progowych. Wynik ten wskazuje, że nematyki o silnych właściwościach fleksoelektrycznych i niskim przewodnictwie elektrycznym mogą stwarzać nowe możliwości aplikacyjne. Dotyczy to zwłaszcza mezogenów o strukturze molekularnej typu *bent-core*, które dzięki osiągnięciom chemii stanowią bardzo obiecującą klasę materiałów.

Na podstawie opisanych powyżej pięciu prac stwierdziłam, że w substancjach scharakteryzowanych typowymi wartościami ϵ , właściwości fleksoelektryczne wywierają znaczący wpływ na odkształcenia tylko w obecności podwyższonej koncentracji jonów ($N_0 > 10^{19} \text{ m}^{-3}$) i prowadzą do wystąpienia zjawisk takich jak wybitnie podwyższone lub obniżone wartości napięć progowych i silnie asymetryczne rozkłady direktora. W ciekłym kryształach o wysokiej czystości, gdy ładunek przestrzenny jest niewielki, wpływ typowych właściwości fleksoelektrycznych ogranicza się do niewielkiej modyfikacji przewidzianego teoretycznie napięcia progowego na odkształcenia typu Frederiksa. Natomiast gdy nematyk posiada silne właściwości fleksoelektryczne, to nawet przy niskiej zawartości jonów typowej dla materiałów o wysokiej czystości wkład fleksoelektryczności w zachowanie warstwy jest bardzo istotny.

Skuteczność działania fleksoelektrycznych momentów sił zlokalizowanych na powierzchniach warstwy nematyka umieszczonej w polu elektrycznym zależy od energii oddziaływania nematyka z podłożem. Na jednej elektrodzie momenty te wywołują odkształcenie direktora przyległego do podłoża, a na drugiej tłumią je. Dlatego wartość energii oddziaływania pomiędzy nematykiem a powierzchniami ograniczającymi warstwę wywiera znaczący wpływ na postać i wielkość deformacji. Jest więc ważnym parametrem warstw zawierających nematyk o właściwościach fleksoelektrycznych.

Celem kolejnej pracy [B8] było zbadanie jak energia kotwiczenia wpływa na odkształcenia nematyka posiadającego właściwości fleksoelektryczne. Aby zrealizować to zadanie rozpatrzyłam dwa typy warstw homeotropowych. Pierwsza warstwa zawierała ciekły kryształ scharakteryzowany ujemną wartością anizotropii dielektrycznej oraz ujemną wartością sumy współczynników fleksoelektrycznych, zaś drugą wypełniał nematyk o dodatnich wartościach tych stałych. Obliczyłam wartości napięć progowych oraz rozkłady direktora w zdeformowanych warstwach. Uwzględniłam przy tym wpływ jonów, biorąc pod uwagę ich niską jak i wysoką koncentrację. Energię kotwiczenia W zmieniałam w zakresie $10^{-6} \div 10^{-4} \text{ Jm}^{-2}$.

W przypadku ujemnej anizotropii dielektrycznej i ujemnej sumy współczynników fleksoelektrycznych stwierdziłam, że przy słabym kotwiczeniu, napięcie progowe wzrasta z energią kotwiczenia i po przekroczeniu odpowiedniej wartości ustala się. Przyjmuje wtedy wartość na ogół wyższą od wartości przewidywanej teoretycznie zadanej wzorem (10). Przy bardzo słabym kotwiczeniu, napięcie progowe maleje ze wzrostem zawartości jonów. Przy

silniejszym kotwiczeniu próg osiąga maksimum przy pewnej koncentracji jonów oraz maleje, gdy koncentracja osiąga duże wartości.

Podobnie jak w pracach poprzednio opisanych zaobserwowałam symetryczne i asymetryczne rozkłady direktora powstające przy różnych energiach kotwiczenia i różnej zawartości jonów w ciekłym kryształach.

W przypadku dodatniej anizotropii dielektrycznej i dodatniej sumy współczynników fleksoelektrycznych deformacja jest wywołana momentami sił o naturze fleksoelektrycznej. W przypadku niskiej i średniej koncentracji napięcie progowe jest prawie proporcjonalne do energii kotwiczenia i osiąga wysokie wartości bardzo zbliżone do wartości obliczonych teoretycznie dla nematyka będącego idealnym izolatorem. W przypadku wysokiej koncentracji jonów pojawia się dodatkowy zakres stosunkowo niskich napięć wywołujących deformację. Deformacja pojawia się więc przy pewnym niskim napięciu progowym, by potem zaniknąć, a następnie pojawić się ponownie przy wyższym napięciu. Deformacje występujące w tych dwóch przedziałach napięć mają różną formę.

Na podstawie otrzymanych wyników stwierdziłam, że rola kotwiczenia o danej energii może być różna, zależnie od wpływu momentów fleksoelektrycznych, który z kolei zależy od zawartości jonów decydującej o wartości przypowierzchniowego pola elektrycznego oddziałującego z polaryzacją fleksoelektryczną. Wyniki te są zgodne jakościowo z wynikami teoretycznymi pracy [16], w której wskazano na konieczność renormalizacji energii kotwiczenia w przypadku gdy nematyk zawiera jony.

W kolejnej pracy [B12] badałam wpływ fleksoelektryczności na deformacje warstwy homeotropowej w warunkach adsorpcji jonów. Znaczenie adsorpcji jonów badane było wielokrotnie teoretycznie przez wielu autorów. W rozważaniach tych typowo zakładano selektywną adsorpcję jonów dodatnich [17], [18], [19]. Wpływ własności fleksoelektrycznych na deformacje warstw ciekłych kryształów zachodzące w obecności adsorpcji jonów wynika z faktu, że wpływa ona na rozkład jonów a tym samym na natężenie pola elektrycznego, co z kolei decyduje o skuteczności momentów sił natury fleksoelektrycznej. W efekcie obserwuje się pozorną zależność energii kotwiczenia od grubości warstwy [20], [21].

Obliczenia wykonałam przy założeniu elektrod doskonale blokujących. Do opisu zjawiska adsorpcji dostosowałam formalizm zaczerpnięty z pracy Gosselina i Mohrbacha [22]. Obliczyłam rozkłady kąta określającego orientację direktora, rozkłady potencjału i koncentracji oraz wyznaczyłam napięcia progowe. Stwierdziłam, że progi w obecności

adsorpcji są nieco niższe niż bez adsorpcji. Dzieje się tak dlatego, że adsorpcja powoduje ubytek jonów dodatnich z objętości i w ten sposób wpływa na rozkład ładunku przestrzennego. Z tego powodu niejednorodne pole elektryczne powstaje także bez zewnętrznego napięcia.

Interesującym zjawiskiem jest spontaniczna deformacja powstająca bez napięcia zewnętrznego. Deformacja taka pojawia się po przekroczeniu krytycznej wartości sumy współczynników fleksoelektrycznych oraz po przekroczeniu pewnej koncentracji progowej. Zjawisku temu sprzyjają również duża grubość warstwy, słabe kotwiczenie i silna adsorpcja. Efekt ten został stwierdzony doświadczalnie przez Blinova i Sonina w pracy [23].

Przy ujemnej sumie współczynników fleksoelektrycznych deformacja przy elektrodach jest tłumiona, ponieważ powierzchniowe momenty fleksoelektryczne są stabilizujące. Jest to równoważne pozornemu wzrostowi energii kotwiczenia. Przy dodatniej sumie współczynników fleksoelektrycznych deformacja w obszarze przyelektrodowym wzmaga się, co jest związane z destabilizującymi momentami fleksoelektrycznymi. Efekt ten można zinterpretować jako pozorny spadek energii kotwiczenia. Te pozorne zmiany energii kotwiczenia są wynikiem współdziałania adsorpcji i fleksoelektryczności. Ich wielkość zależy od grubości zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi zawartymi w pracy [21].

Podsumowując stwierdziłam, że odkształcenia nematyka fleksoelektrycznego w obecności adsorpcji są konsekwencją złożonego współdziałania momentów powierzchniowych związanych z kotwiczeniem, powierzchniowych i objętościowych momentów sił natury fleksoelektrycznej oraz momentów sił natury dielektrycznej.

W kilku kolejnych pracach wzięłam pod uwagę własności optyczne warstw.

W pierwszej z nich, [B13], badałam wpływ fleksoelektryczności na właściwości optyczne warstwy homeotropowej. Wyznaczałam optyczną różnicę faz powstającą między promieniami zwyczajnym i nadzwyczajnym rozchodzącymi się w zdeformowanej warstwie o grubości d , wyrażoną wzorem

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\int_0^d \frac{n_e n_o}{(n_e^2 \cos^2 \vartheta(z) + n_o^2 \sin^2 \vartheta(z))^{1/2}} dz - n_o d \right) \quad (12)$$

gdzie n_o i n_e są współczynnikami załamania, natomiast kąt $\vartheta(z)$ określa orientację direktora.

W pobliżu progu różnica faz jest liniową funkcją napięcia. Jeżeli nematyk użyty do badań jest doskonałym izolatorem i nie posiada właściwości fleksoelektrycznych to wyraża ją wzór teoretyczny, [24]

$$\Delta\Phi_{th}(u) = \frac{2\pi d n_o}{\lambda} \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{n_e^2} \frac{1}{k+1+a} u \quad (13)$$

gdzie $a = |\Delta\varepsilon|/\varepsilon_{||}$, $k = (k_{11} - k_{33})/k_{33}$, $u = U/U_T - 1$, a U_T jest napięciem progowym.

Moje obliczenia pokazały, że przebieg zależności różnicy faz od napięcia dla nematyka zawierającego jony i posiadającego właściwości fleksoelektryczne wyraża się funkcją $\Delta\Phi_{exp}(u)$, która różni się od zależności teoretycznej (13) odpowiedniej dla nematyka pozbawionego jonów. Stwierdziłam, że nachylenie początkowej liniowej części funkcji, a_{exp} , silnie zależy od właściwości fleksoelektrycznych i od koncentracji jonów i różni się od nachylenia teoretycznego a_{th} . Opierając się na tej obserwacji zaproponowałam metodę wykrywania właściwości fleksoelektrycznych polegającą na tym, że znacząca różnica między nachyleniem doświadczalnym a teoretycznym świadczy o obecności właściwości fleksoelektrycznych.

W kolejnych pracach [B14] i [B16] zbadalam znaczenie asymetrycznego oddziaływania ciekłego kryształu z podłożem dla powstawania i rozwoju deformacji. Zajęłam się także właściwościami optycznymi warstw.

W pracy [B16] wzięłam pod uwagę homeotropową warstwę nematyka posiadającego ujemną anizotropię dielektryczną. Uwzględniłam dwa przypadki różniące się znakami sumy współczynników fleksoelektrycznych. Asymetrię warstw ujęłam zakładając różne energie kotwiczenia na obu elektrodach. Przyjęłam silne kotwiczenie na jednej z powierzchni ($W_1 = 10^{-4} \text{ Jm}^{-2}$), zaś słabe na drugiej ($W_2 = 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$). Odkształcenia takich warstw występują przy jednym z dwóch napięć progowych U_f różniących się znakiem. Ich wartości ujęte są wzorem teoretycznym wyprowadzonym dla nematyka będącego doskonałym izolatorem [6], [8]

$$\cot\left(\pi \frac{U_f}{U_c}\right) = \frac{W_1 W_2 d}{\pi k_{33} (W_1 + W_2)} \frac{U_c}{U_f} \left\{ \frac{1}{W_1 W_2} \left(\frac{\pi k_{33} U_f}{d U_c} \right)^2 \left[\left(\frac{U_c e}{\pi k_{33}} \right)^2 + 1 \right] - \frac{e}{d} \frac{W_2 - W_1}{W_1 W_2} U_f - 1 \right\} \quad (14)$$

gdzie $U_c = \pi \sqrt{\frac{k_{33}}{\varepsilon_0 |\Delta\varepsilon|}}$. Istnienie dwóch różnych napięć progowych potwierdziłam

obliczeniami przeprowadzonymi dla nematyka przewodzącego. Wyniki pokazały, że rozbieżność pomiędzy napięciami progowymi jest tym większa im silniejsze są właściwości fleksoelektryczne.

Właściwości optyczne badanych warstw scharakteryzowałam poprzez obliczenie różnicy faz Φ między promieniem nadzwyczajnym i zwyczajnym światła przechodzącego przez nie. Wyniki ujawniły, że jeśli nematyk posiada właściwości fleksoelektryczne, to przebieg zależności różnicy faz od napięcia zredukowanego $u = U/U_{\text{threshold}}$ zależy od polaryzacji napięcia zewnętrznego. Na podstawie tego zjawiska zaproponowałam metodę wykrywania właściwości fleksoelektrycznych, polegającą na tym, że jeśli zależności $\Phi(u)$ wyznaczone dla dwóch polaryzacji zewnętrznego napięcia są różne, to nematyk jest fleksoelektryczny. Skuteczność tej metody jest tym większa, im warstwa jest bardziej asymetryczna, przy zachowaniu umiarkowanej koncentracji jonów i niskiej anizotropii dielektrycznej.

Obie zaproponowane przeze mnie metody wykrywania właściwości fleksoelektrycznych mogą okazać się przydatne na wstępnym etapie badania nowosyntezowanych materiałów ciekłokrystalicznych.

W kolejnej pracy [B14] kontynuowałam badania asymetrycznych homeotropowych warstw nematyka posiadającego właściwości fleksoelektryczne. Wzięłam pod uwagę dwa przypadki nematyka scharakteryzowanego przez obydwa znaki sumy współczynników fleksoelektrycznych. W obu sytuacjach anizotropia dielektryczna była ujemna. Na jednej z powierzchni ustaliłam słabe kotwiczenie ($W_1 = 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$), zaś na drugiej zmieniałam je od słabego ($W_2 = 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$) do silnego ($W_2 = 10^{-3} \text{ Jm}^{-2}$). Badałam deformacje powstające pod wpływem dodatniego jak i ujemnego napięcia.

Stwierdziłam, że gdy warstwa fleksoelektrycznego nematyka jest symetryczna to istnieje pojedyncze napięcie progowe o wartości jednakowej dla obu znaków napięcia. W przypadku nematyka przewodzącego ma to miejsce, gdy energie kotwiczenia na obu powierzchniach są jednakowe i gdy rozkład pola elektrycznego jest symetryczny, co jest możliwe jeśli aniony i kationy mają te same ruchliwości.

Jeśli warstwa jest asymetryczna, to obowiązują dla niej dwa różne napięcia progowe, jedno dodatnie a drugie ujemne, o różniących się wartościach bezwzględnych. Ma to miejsce gdy:

- 1) warstwa fleksoelektrycznego nematyka jest scharakteryzowana asymetrycznymi warunkami brzegowymi, a jony dodatnie i ujemne mają równe ruchliwości,
- 2) warunki brzegowe są symetryczne, a jony różnych znaków mają różne ruchliwości,

3) warstwa fleksoelektrycznego nematyka jest scharakteryzowana asymetrycznymi warunkami brzegowymi, a ruchliwości jonów obydwu znaków są różne; wówczas istnieją dwie pary napięć progowych – jedna dla ujemnej sumy współczynników fleksoelektrycznych, a druga dla dodatniej.

Wyniki potwierdziły także opisany w poprzednich pracach spadek napięcia progowego przy dużych koncentracjach i jego wzrost przy pośrednich koncentracjach.

We wszystkich opisanych do tej pory pracach [B1], [B2], [B4], [B7], [B8], [B10], [B12]-[B14] oraz [B16] wykazałam, że w analizie elastycznych deformacji nematyków fleksoelektrycznych zawierających jony powinny być wzięte pod uwagę zjawiska związane z transportem ładunku. Świadczą o tym anomalne zależności napięć progowych od koncentracji jonów i różnorodność asymetrycznych profili direktora. Zjawiska te to wynik skomplikowanego współdziałania destabilizujących i stabilizujących momentów sił działających w objętości i na powierzchniach. Efektywność tych momentów zależy nie tylko od natężenia pola elektrycznego i od jego rozkładu przestrzennego, ale także od szerokości obszaru w warstwie, w którym one działają.

4.3.3.2. Odształcenia w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne wywołane polem zmiennym

Odształcenie warstwy wywołane jest działaniem momentów sił natury dielektrycznej i fleksoelektrycznej. Dielektryczne momenty sił zależne są od kwadratu natężenia pola elektrycznego, a więc zwrot wektora pola nie ma znaczenia dla przebiegu deformacji. Z kolei momenty sił natury fleksoelektrycznej są zależne liniowo od natężenia pola, co oznacza, że zwrot pola ma znaczenie, ponieważ jego zmiana decyduje o zmianie zwrotów momentów fleksoelektrycznych. Wynika stąd różny wpływ częstości zmiennego napięcia przyłożonego z zewnątrz na deformacje o naturze dielektrycznej i o naturze fleksoelektrycznej. Fleksoelektryczne momenty sił zmieniają się co do wartości i znaku z częstością pola. Przy niskich częstościach momenty te przeorientowują direktor zgodnie ze zmianami zwrotu pola. Prędkość kątowna direktora jest wtedy mała i małe są momenty sił lepkości. Przy wysokich częstościach momenty sił tarcia wewnętrznego są duże i przeciwstawiają się momentom fleksoelektrycznym, wskutek czego direktor nie przeorientowuje się z częstością napięcia.

W kolejnej pracy [B9] badałam odształcenia warstw homeotropowych wywołane zmiennym polem elektrycznym. Rozpatrzyłam warstwy wypełnione trzema rodzajami

nematyka: niefleksoelektrycznego z ujemną anizotropią dielektryczną, dielektrycznie skompensowanego nematyka posiadającego właściwości fleksoelektryczne określone dodatnią sumą współczynników fleksoelektrycznych oraz nematyka posiadającego właściwości fleksoelektryczne i ujemną anizotropię dielektryczną. Celem pracy było określenie najważniejszych cech odkształceń natury fleksoelektrycznej w polu zmiennym o częstotliwości f . Dla uproszczenia rozważyłam nematyk pozbawiony jonów i zaniedbałam przepływ cieczy nematycznej. Obliczenia wykonałam rozwiązując układ równań, na który składały się:

- równania ruchu direktora w objętości

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(k_b - 1)\sin 2\mathcal{G}(\zeta, t) \left(\frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta} \right)^2 - (k_b \cos^2 \mathcal{G}(\zeta, t) + \sin^2 \mathcal{G}(\zeta, t)) \frac{\partial^2 \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta^2} \\ & + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}{k_{11}} \sin 2\mathcal{G}(\zeta, t) \left(\frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{e_{11} + e_{33}}{k_{11}} \sin 2\mathcal{G}(\zeta, t) \left(\frac{\partial^2 V(\zeta, t)}{\partial \zeta^2} \right) = - \frac{\gamma_1 d^2}{k_{11}} \frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (15)$$

gdzie \mathcal{G} - kąt między директором a osią z , t - czas, γ_1 - współczynnik lepkości rotacyjnej,

- 2 równania ruchu direktora przyległego do elektrod

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{2} \frac{e_{11} + e_{33}}{k_{11}} \sin 2\mathcal{G}(-1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{-1/2, t} + [k_b \cos^2 \mathcal{G}(-1/2, t) + \sin^2 \mathcal{G}(-1/2, t)] \frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{-1/2, t} \\ & + \frac{1}{2} \omega \sin 2[\mathcal{G}(-1/2, t)] = -\kappa \frac{d}{k_{11}} \frac{\partial \mathcal{G}(-1/2, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{e_{11} + e_{33}}{k_{11}} \sin 2\mathcal{G}(1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{1/2, t} - [k_b \cos^2 \mathcal{G}(1/2, t) + \sin^2 \mathcal{G}(1/2, t)] \frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{1/2, t} \\ & + \frac{1}{2} \omega \sin 2[\mathcal{G}(1/2, t)] = -\kappa \frac{d}{k_{11}} \frac{\partial \mathcal{G}(1/2, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (17)$$

gdzie $\omega = Wd/k_{11}$ i κ - współczynnik lepkości powierzchniowej,

- równanie Poissona

$$\begin{aligned} & \varepsilon_0 [\varepsilon_{\perp} + \Delta \varepsilon \cos^2 \mathcal{G}(\zeta, t)] \frac{\partial^2 V(\zeta, t)}{\partial \zeta^2} - \varepsilon_0 \Delta \varepsilon \sin 2\mathcal{G}(\zeta, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta} \\ & + (e_{11} + e_{33}) \cos 2\mathcal{G}(\zeta, t) \left(\frac{\partial \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta} \right)^2 + \frac{1}{2} (e_{11} + e_{33}) \sin 2\mathcal{G}(\zeta, t) \frac{\partial^2 \mathcal{G}(\zeta, t)}{\partial \zeta^2} = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

przy warunkach brzegowych: $V(-1/2, t) = 0$ i $V(1/2, t) = U(t) = U_m \sin 2\pi ft$. Założyłam periodyczne warunki początkowe: $\mathcal{G}(\zeta, 0) = \mathcal{G}(\zeta, T)$ i $V(\zeta, 0) = V(\zeta, T)$ gdzie $T = 1/f$. W wyniku otrzymałam kąty orientacji direktora jako funkcje czasu i współrzędnej.

W warstwie nematyka pozbawionego właściwości fleksoelektrycznych powstają deformacje natury czysto dielektrycznej. Stwierdziłam, że przy bardzo niskich częstościach są one podobne do deformacji w polu stałym, to znaczy powstają, gdy zmieniające się napięcie przewyższa próg i zanikają, gdy spada ono poniżej progu. W pewnym przedziale niskich częstości deformacje nie zanikają całkowicie, lecz oscylują, jeśli napięcie skuteczne przekracza wartość progową. Mają jednakową formę w obu połówkach okresu napięcia. Przy częstościach dostatecznie wysokich deformacje ustalają się.

Deformacje o naturze czysto fleksoelektrycznej występujące w warstwie nematyka skompensowanego dielektrycznie mają inny przebieg w czasie. Deformacja w jednej połówce okresu różni się od deformacji w drugiej połówce i maleje z częstością. W konsekwencji odkształcenie direktora zanika powyżej częstości krytycznej zależnej od napięcia. Ponadto stwierdziłam, że amplituda napięcia progowego rośnie liniowo z pierwiastkiem częstości.

W warstwie nematyka fleksoelektrycznego o ujemnej anizotropii dielektrycznej deformacja przy małych częstościach ma naturę dielektryczną i fleksoelektryczną. Jest ona inna w pierwszej połówce okresu niż w drugiej. Przy wysokich częstościach obecna jest tylko deformacja natury dielektrycznej.

Na podstawie uzyskanych wyników stwierdziłam, że przy dostatecznie dużej częstości napięcia zmiennego efekty fleksoelektryczne nie występują i można je zignorować.

4.3.3.3. Dynamika odkształceń w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne

Kontynuując badania zależności deformacji od czasu zajęłam się ich dynamiką. W kolejnym artykule [B15] rozpatrywałam warstwę homeotropową nematyka o ujemnej anizotropii dielektrycznej posiadającego właściwości fleksoelektryczne określone dodatnią sumą współczynników fleksoelektrycznych. Celem obliczeń było zbadanie, jak parametry warstwy nematyka wpływają na dynamikę odkształceń. Przyjęłam więc różne wartości sumy współczynników fleksoelektrycznych, różne koncentracje jonów, różne grubości oraz różne energie kotwiczenia. Obliczenia wykonałam rozwiązując równania ruchu direktora w objętości (15) i na ścianach (16)-(17), w których uwzględniłam lepkość rotacyjną i powierzchniową, równanie Poissona (18) oraz równania transportu jonów opisujące zależne od czasu procesy generacji i neutralizacji jonów oraz procesy elektrodowe, w tym:
-2 równania ciągłości ładunku jonowego dla anionów i kationów

$$\frac{\partial N^+(\zeta, t)}{\partial t} d = [\beta - \alpha N^+(\zeta, t) N^-(\zeta, t)] d - \frac{\partial J_z^+(\zeta, t)}{\partial \zeta} \quad (19)$$

$$\frac{\partial N^-(\zeta, t)}{\partial t} d = [\beta - \alpha N^+(\zeta, t) N^-(\zeta, t)] d - \frac{\partial J_z^-(\zeta, t)}{\partial \zeta} \quad (20)$$

gdzie

$$J_z^+ = -\frac{1}{d} \left(\mu_{zz}^+ N^+(\zeta, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} + D_{zz}^+ \frac{\partial N^+(\zeta, t)}{\partial \zeta} \right) \quad (21)$$

$$J_z^- = \frac{1}{d} \left(\mu_{zz}^- N^-(\zeta, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} - D_{zz}^- \frac{\partial N^-(\zeta, t)}{\partial \zeta} \right) \quad (22)$$

oznaczają strumienie jonów odpowiednich znaków,

- 4 równania opisujące transport ładunku przez kontakty elektrodowe

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^+(-1/2, t)}{\partial t} L = & -N^+(-1/2, t) K_r \exp[\Delta\phi(-1/2, t)/k_B T] + N_0 K_r \exp[-\Delta\phi(-1/2, t)/k_B T] \\ & + \left(\mu_{zz}^+ N^+(-1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(-1/2, t)} + D_{zz}^+ \frac{\partial N^+(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(-1/2, t)} \right) \frac{1}{d} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^-(-1/2, t)}{\partial t} L = & -N^-(-1/2, t) K_r \exp[-\Delta\phi(-1/2, t)/k_B T] + N_0 K_r \exp[\Delta\phi(-1/2, t)/k_B T] \\ & - \left(\mu_{zz}^- N^-(-1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(-1/2, t)} - D_{zz}^- \frac{\partial N^-(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(-1/2, t)} \right) \frac{1}{d} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^+(1/2, t)}{\partial t} L = & -N^+(1/2, t) K_r \exp[-\Delta\phi(1/2, t)/k_B T] + N_0 K_r \exp[\Delta\phi(1/2, t)/k_B T] \\ & - \left(\mu_{zz}^+ N^+(1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(1/2, t)} + D_{zz}^+ \frac{\partial N^+(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(1/2, t)} \right) \frac{1}{d} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^-(1/2, t)}{\partial t} L = & -N^-(1/2, t) K_r \exp[\Delta\phi(1/2, t)/k_B T] + N_0 K_r \exp[-\Delta\phi(1/2, t)/k_B T] \\ & + \left(\mu_{zz}^- N^-(1/2, t) \frac{\partial V(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(1/2, t)} - D_{zz}^- \frac{\partial N^-(\zeta, t)}{\partial \zeta} \Big|_{(1/2, t)} \right) \frac{1}{d} \end{aligned} \quad (26)$$

Obliczyłam kąty orientacji direktora w funkcji czasu i współrzędnej z po skokowym włączeniu i po skokowym wyłączeniu napięcia. Na podstawie tych obliczeń znalazłam różnicę faz (12) pomiędzy zwyczajnym i nadzwyczajnym promieniem światła przechodzącego przez warstwę w funkcji czasu, celem jej użycia do ilościowego opisu czasowej ewolucji deformacji. Dzięki temu mogłam określić stałe czasowe charakteryzujące

szybkość narastania i zaniku odkształceń, τ_{on} i τ_{off} .

Powstawanie deformacji okazuje się być tym szybsze, im silniejsze są właściwości fleksoelektryczne nematyka. Jest to spowodowane tym, że napięcie progowe spada ze wzrostem sumy współczynników fleksoelektrycznych, więc im jest ona większa, tym większy jest stopień przekroczenia progu przy danym przyłożonym napięciu. Dynamikę przyspieszają także mała lepkość, słabsze kotwiczenie powierzchniowe, większa koncentracja jonów, mniejsza grubość warstwy oraz wyższe napięcie zewnętrzne. Własności fleksoelektryczne wpływają także na zależność stałej czasowej dla narastania od grubości warstwy. Dla niefleksoelektrycznego nematyka stała czasowa τ_{on} jest prawie proporcjonalna do kwadratu grubości. W przypadku nematyka fleksoelektrycznego stała czasowa τ_{on} jest dużo mniejsza i ustala się dla grubych warstw.

Zauważyłam, że po wyłączeniu pola zanik deformacji jest tym szybszy, im silniejsze jest kotwiczenie i większa koncentracja jonów oraz mniejsza lepkość i cieńsza warstwa. Wpływ właściwości fleksoelektrycznych na stałą czasową dla zaniku jest słaby, za wyjątkiem przypadku dużych koncentracji jonów, w którym polaryzacja fleksoelektryczna oddziałuje ze zmieniającym się polem elektrycznym wywołanym przemieszczającymi się grupami jonów.

Na podstawie uzyskanych wyników stwierdziłam, że zmieniające się w czasie odkształcenie warstwy jest samouzgodnionym procesem, w którym rozkład direktora i rozkład pola elektrycznego wpływają na siebie nawzajem w złożony sposób poprzez właściwości fleksoelektryczne, anizotropię dielektryczną i przemieszczający się ładunek jonowy.

W kolejnym artykule [B19] badałam związek pomiędzy reorientacją direktora i przepływem nematyka pojawiającym się podczas powstawania i zaniku deformacji warstw wywołanych polem elektrycznym. Zjawisko to, znane pod nazwą „*backflow*”, spowodowane jest anizotropią lepkości. Było badane numerycznie i obserwowane doświadczalnie w warstwach o różnej geometrii, w tym w wyświetlaczach typu *twisted nematic* [25], [26], [27]. Wywoływane w sposób kontrolowany, znalazło zastosowanie zapewniając poprawne działanie wyświetlaczy bistabilnych [28].

Celem moich obliczeń było ustalenie, jaką formę przyjmuje przepływ cieczy nematycznej podczas narastania i zaniku deformacji w warstwach nematyków fleksoelektrycznych. Wzięłam pod uwagę warstwy homeotropową i planarną.

Dotychczasowy układ równań (15)-(26) uzupełniłam o równanie Naviera-Stokesa

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \alpha_1 \sin 2\vartheta \cos 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \frac{\partial v_y}{\partial z} + \alpha_1 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \\
&- (\alpha_2 + \alpha_3) \sin 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + (\alpha_2 \cos^2 \vartheta - \alpha_3 \sin^2 \vartheta) \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z \partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) \\
&+ \frac{1}{2} \alpha_4 \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} + \frac{1}{2} (\alpha_6 - \alpha_5) \sin 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{1}{2} (\alpha_5 \cos^2 \vartheta + \alpha_6 \sin^2 \vartheta) \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2}.
\end{aligned} \tag{27}$$

gdzie α_i są współczynnikami lepkości Lesliego, v_y jest składową prędkości cieczy, a ρ gęstością nematyka. Zmodyfikowałam też odpowiednio równanie momentów sił (15):

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2} (k_{33} - k_{11}) \sin 2\vartheta \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right)^2 - (k_{33} \cos^2 \vartheta + k_{11} \sin^2 \vartheta) \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \Delta \varepsilon \sin 2\vartheta \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \\
&+ \frac{1}{2} (e_{33} + e_{11}) \sin 2\vartheta \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + (\alpha_3 - \alpha_2) \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \\
&- \frac{1}{2} (\alpha_2 + \alpha_3) \sin \vartheta \cos \vartheta (\sin \vartheta - \cos \vartheta) \frac{\partial v_y}{\partial z} = 0,
\end{aligned} \tag{28}$$

Założyłam, że ciecz nematyczna przy ściankach warstwy pozostaje nieruchoma: $v_y(-d/2, t) = v_y(d/2, t) = 0$. Warunki brzegowe dla kąta orientacji w przypadku narastania deformacji zadałam w postaci $\vartheta(z, 0) = \vartheta_0 = 0.001^\circ$ dla warstwy homeotropowej oraz $\vartheta(z, 0) = \vartheta_0 = 89.999^\circ$ dla warstwy planarnej. Warunki początkowe dla potencjału zdefiniowałam przez $V(z, 0) = Uz/d + U/2$, a warunki dla koncentracji jonów przez $N_0^\pm(z, 0) = N_0$. W przypadku zaniku deformacji warunki początkowe $\vartheta(z, 0)$, $V(z, 0)$ i $N^\pm(z, 0)$ wyznaczyłam obliczając oddzielnie zmienne opisujące stan statyczny warstwy zdeformowanej wybranym napięciem. W obu wypadkach założyłam, że początkowo ciecz spoczywa $v_y(z, 0) = 0$.

Warstwa homeotropowa wypełniona była nematykiem o ujemnej anizotropii dielektrycznej, a warstwa planarna nematykiem o dodatniej anizotropii. Uwzględniłam oba znaki sumy współczynników fleksoelektrycznych. Obliczyłam kąt orientacji direktora i prędkość cieczy nematycznej w funkcji czasu i współrzędnej z . Wyniki umożliwiły porównanie form przepływu w obecności właściwości fleksoelektrycznych i przy ich braku.

W przypadku warstwy homeotropowej nematyka pozbawionego właściwości fleksoelektrycznych rozkład direktora podczas narastania deformacji jest symetryczny. Konsekwencją tej symetrii jest powstanie dwóch strumieni cieczy płynących w dwóch połówkach grubości warstwy w dwóch przeciwnych kierunkach. W obu połówkach szybkość przepływu osiąga maksymalną wartość, maleje, zmienia znak i wzrasta, po czym przepływ

ustaje. Po wyłączeniu pola ciecz zaczyna płynąć natychmiast, co świadczy o zaniedbywalnej roli bezwładności w tym procesie w porównaniu z rolą lepkości nematyka.

Wyniki te można porównać z wynikami dla nematyka fleksoelektrycznego. W tym przypadku powstający rozkład direktora jest bardzo asymetryczny w związku z destabilizującym momentem sił na anodzie działającym gdy $e > 0$ lub na katodzie gdy $e < 0$. Konsekwencją takiego rozkładu direktora jest przepływ cieczy, który ma jednakowy kierunek wewnątrz całej warstwy. Szybkość przepływu osiąga maksymalną wartość, zmienia znak i wzrasta, po czym przepływ ustaje. Na początku zaniku deformacji rozkład direktora szybko staje się prawie symetryczny. Przepływ początkowo jest gwałtowny, a potem niezwłocznie zwalnia. Można wówczas wyróżnić dwie części warstwy, w których przepływ ma przeciwne kierunki.

Podobny wpływ własności fleksoelektrycznych zaobserwowałam dla warstwy planarnej.

Otrzymane przeze mnie wyniki pokazują, że forma przepływu związana jest z kształtem profilu direktora i jego ewolucją w czasie. Obecność silnych właściwości fleksoelektrycznych prowadzi do asymetrycznych rozkładów direktora i jednego kierunku przepływu w całości warstwy. Asymetria może być podwyższona dzięki asymetrycznemu rozkładowi pola elektrycznego powstającemu przy odpowiednich wartościach parametrów określających transport jonów w warstwie. Nasuwa się zatem wniosek, że forma przepływu zależy nie tylko od napięcia, grubości, koncentracji jonów i współczynników fleksoelektrycznych, ale również od stosunku ruchliwości jonów dodatnich i ujemnych oraz właściwości kontaktów elektrodowych.

4.3.3.4. Analiza stabilności struktur powstających w warstwie hybrydowej

W kolejnym artykule [B5] dokonałam numerycznej weryfikacji przewidywań teoretycznych opublikowanych w pracy [29], według których w warstwie nematyka niezawierającego jonów przy hybrydowych warunkach kotwiczenia może się wytworzyć zarówno struktura planarna jak i homeotropowa, zależnie od współczynników fleksoelektrycznych, anizotropii dielektrycznej, energii kotwiczenia i grubości. Wszystkie te możliwości zbadałam rozwiązując układ równań (4)-(9) opisujący realistyczny przypadek nematyka zawierającego jony o różnych koncentracjach. Zakresy istnienia struktur planarnej i homeotropowej określiłam dla wysoce oczyszczonego nematyka oraz dla materiału o typowej czystości. Obliczenia ilustrowały więc eksperyment przeprowadzany

z rzeczywistymi nematykami. Zauważyłam, że wzory teoretyczne pozostają słuszne tylko gdy koncentracja jonów nie przekracza $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Przeanalizowałam krytycznie metody pomiaru współczynników fleksoelektrycznych zaproponowane w pracy [29] na podstawie rozważań teoretycznych.

W przypadku dodatniej anizotropii dielektrycznej i sztywnego planarnego kotwiczenia planarna struktura istnieje poniżej pewnej grubości zależnej od napięcia. Zależność $d(U)$ ma maksimum przy pewnym napięciu U_d . Zgodnie z teorią wartość tego napięcia może posłużyć do określenia sumy współczynników fleksoelektrycznych e :

$$e = (k_{11}\epsilon_0\Delta\epsilon)^{1/2} (u_d - \sin u_d \cos u_d) / \sin^2 u_d \quad (29)$$

gdzie $u_d = U_d(\epsilon_0\Delta\epsilon/k_{11})^{1/2}$. Obliczyłam wartości funkcji $d(U)$ w pobliżu maksimum celem określenia napięcia U_d . Wyniki ujawniły, że obszar istnienia stanu planarnego staje się mniejszy, gdy koncentracja jonów wzrasta. Na przykład przy $N_{av} = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ obliczona wartość U_d równa 1.19 V daje sumę współczynników fleksoelektrycznych 30.6 pCm^{-1} , a więc bliską założonej rzeczywistej wartości 30 pC/m . Natomiast dla $N_{av} = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wartość $U_d = 1.22 \text{ V}$ daje sumę równą 33.3 pC/m , a więc już zafałszowaną o ok. 10%.

W przypadku ujemnej anizotropii dielektrycznej i sztywnego planarnego kotwiczenia, struktura planarna istnieje również poniżej pewnej grubości krytycznej, która wzrasta liniowo z napięciem. Nachylenie a zależności $d(U)$ pozwala określić wartość sumy współczynników fleksoelektrycznych ze wzoru

$$e = \left[aW_2 - (k_{11}\epsilon_0|\Delta\epsilon|)^{1/2} \right] \quad (30)$$

przy zastrzeżeniu, że parametr homeotropowej energii kotwiczenia jest znany. Na podstawie obliczeń otrzymałam akceptowalną wartość sumy współczynników $e = 28 \text{ pC/m}$ tylko dla najmniejszych koncentracji jonów, $N_{av} = 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Gdy zawartość jonów się zwiększa, pojawiają się niezgodności sięgające 30%.

Stan homeotropowy istnieje w przypadku dodatniej anizotropii dielektrycznej i przy dostatecznie słabym planarnym kotwiczeniu. Dzięki obliczeniom wykazałam, że dla nematyka zawierającego jony, granice obszaru homeotropowego odbiegają znacznie od przewidzianych teorią nawet dla niskich koncentracji. Wzory teoretyczne opisujące je nie mogą być więc użyte do wyznaczenia wartości e nematyka przewodzącego. Wynika stąd, że proponowana metoda wykorzystująca stan homeotropowy nie dałaby zadowalającej dokładności w żadnym rzeczywistym eksperymencie.

Można więc wywnioskować, że jony zawarte w materiale nematycznym ograniczają stosowalność wzorów teoretycznych, które są słuszne tylko dla bardzo czystego nematyka. Najbardziej obiecująca jest pierwsza z opisywanych metod. Druga metoda jest stosowalna tylko wówczas, gdy homeotropowa energia kotwiczenia jest znana. Metoda trzecia jest praktycznie niestosowalna.

Wpływ jonów na stabilność struktur homeotropowych lub planarnych, zilustrowany wynikami uzyskanymi na podstawie moich obliczeń, pochodzi stąd, że silnie niejednorodne pola elektryczne o dużym natężeniu, które powstają w pobliżu elektrod, współdziałają z polaryzacją fleksoelektryczną oraz z anizotropią dielektryczną i wywołują momenty sił, które z kolei wpływają na rozkłady direktora i decydują o równowagowej strukturze warstwy.

4.3.3.5. Powstawanie i dynamika odkształceń w hybrydowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne

Stabilność struktur występujących w warstwie o hybrydowych warunkach brzegowych, tj. jednorodnej planarnej, jednorodnej homeotropowej i niejednorodnej czyli hybrydowej, zależy od współczynników fleksoelektrycznych, siły kotwiczenia, grubości warstwy, anizotropii dielektrycznej i stałych elastycznych oraz od przyłożonego napięcia, co opisano w artykule [29]. Zmiany napięcia wywołują przejścia pomiędzy tymi strukturami, co prowadzi do efektów elektrooptycznych, jeśli warstwy są umieszczone pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorami. W pracy [B17] badałam możliwość wystąpienia trzech rodzajów przejść i ich dynamikę:

- 1) pomiędzy strukturą planarną o transmisji $T = 0$ a strukturą hybrydową, dla której $T = 1$;
- 2) pomiędzy strukturą planarną o transmisji $T = 1$ a strukturą hybrydową, dla której $T = 0$;
- 3) pomiędzy strukturą homeotropową o transmisji $T = 0$ a strukturą hybrydową, dla której $T = 1$.

Badałam także dynamikę przełączeń między stopniami szarości.

Moim celem było rozpoznanie wpływu fleksoelektryczności na szybkość takich przełączeń. Założyłam, że kotwiczenie przy ścianie planarnej jest większe niż przy homeotropowej ($W_{PL} > W_{HO}$). Przyjęłam także obydwie znaki anizotropii dielektrycznej i dodatnią sumę współczynników fleksoelektrycznych. Uwzględniłam obecność jonów i przepływ cieczy nematycznej rozwiązując układ równań (16)-(28).

Wyznaczyłam charakterystyki elektrooptyczne, tj. transmisję optyczną w funkcji czasu, układu złożonego z warstwy nematyka umieszczonej między skrzyżowanymi polaryzatorami, wyrażoną wzorem

$$T = \sin^2(\Delta\Phi/2) \quad (31)$$

przy czym różnicę faz $\Delta\Phi$ obliczałam ze wzoru (12). Obliczenia wykonałam dla pięciu przypadków warstw nematyków fleksoelektrycznych i nematyków pozbawionych właściwości fleksoelektrycznych.

W przypadku nematyka fleksoelektrycznego o dodatniej anizotropii dielektrycznej odpowiednio wybrana energia kotwiczenia prowadzi do otrzymania warstwy o strukturze planarnej powyżej pewnego napięcia progowego. Grubość tej warstwy może być tak dobrana, aby różnica faz wyniosła 2π i zapewniła zerową transmisję światła przechodzącego przez warstwę. Odpowiednie napięcie przeciwnego znaku zapewnia strukturę hybrydową z różnicą faz π , która daje maksymalną optyczną transmisję, czyli stan jasny.

Przy ujemnej anizotropii dielektrycznej nematyka fleksoelektrycznego, dielektryczne momenty sił faworyzują strukturę planarną. Jest ona stabilna powyżej odpowiedniego napięcia progowego. Struktura ta wykazuje wtedy różnicę faz 3π i transmisję 1. Odpowiednie niższe napięcie wytwarza strukturę niejednorodną, dla której $\Delta\Phi = 2\pi$, tj. transmisja spada do zera.

W przypadku nematyka fleksoelektrycznego o dodatniej anizotropii dielektrycznej i warstwy o dostatecznie słabej energii kotwiczenia planarnej faworyzowana jest struktura homeotropowa, która jest stabilna powyżej pewnego napięcia progowego. Daje ona stan ciemny warstwy. Stan jasny zapewnia struktura hybrydowa osiągnięta przy niższym napięciu.

W przypadku nematyka niefleksoelektrycznego o dodatniej anizotropii dielektrycznej, struktura homeotropowa z zerową transmisją jest stabilna przy dostatecznie wysokim napięciu. Wówczas jasny stan powstaje dzięki strukturze hybrydowej, która pojawia się, gdy pole jest wyłączone.

W przypadku nematyka niefleksoelektrycznego o ujemnej anizotropii dielektrycznej jasny planarny stan pojawia się przy dużo wyższych napięciach, a ciemny przy pewnym niskim napięciu wytwarzającym strukturę hybrydową.

Obliczenia transmisji optycznej w funkcji czasu pokazały istnienie dużych różnic między szybkościami przejść. Przejścia od ciemnego stanu są wolniejsze niż przejścia od stanu jasnego. Stwierdziłam, że przejścia są tym szybsze im jaśniejszy jest końcowy stan szarości. Gdy nematyk pozbawiony jest właściwości fleksoelektrycznych, to przejścia od

jednych struktur do drugich są wyraźnie szybsze niż dla nematyka fleksoelektrycznego. Wynika z tego, że ostatnia z opisanych struktur nematyka nefleksoelektrycznego wydaje się być najbardziej obiecująca w aspekcie aplikacyjnym.

Na podstawie wykonanych przeze mnie obliczeń dotyczących dynamiki odkształceń, [B15], [B17], można stwierdzić, że w warstwie hybrydowej, przeciwnie niż w homeotropowej, właściwości fleksoelektryczne spowalniają przejścia między strukturami, ponieważ zmniejszają różnicę między napięciami, przy których istnieją interesujące stany o różnych transmisjach. Właściwości fleksoelektryczne mają jednak istotne znaczenie, ponieważ stwarzają możliwości przejść między strukturami, które realizowalne są tylko w warstwach nematyków fleksoelektrycznych.

Własności optyczne układu, jaki stanowi warstwa umieszczona pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorami, określone są różnicą faz między promieniem zwyczajnym i nadzwyczajnym. Różnica faz zależy od grubości warstwy a także od rozkładu direktora wywołanego przez zewnętrzne pole, a więc od wielkości przyłożonego napięcia i od jego zależności od czasu. Gdy napięcie jest stałe, różnica faz zależy od jego wartości natomiast gdy jest ono zmienne, różnica faz zależy od jego amplitudy i częstości. W szczególności różnica faz przyjmuje wartości równe wielokrotności π , które zapewniają maksymalną lub zerową transmisję układu.

W kolejnej pracy [B18] zbadalam, jakie możliwości stwarza zastosowanie napięcia stałego i zmiennego w przypadku warstwy hybrydowej nematyka fleksoelektrycznego. Różnica między pobudzeniem polem stałym a polem zmiennym wynika stąd, że przy dostatecznie dużej częstości właściwości fleksoelektryczne nie uczestniczą w powstawaniu deformacji [B9].

Przedmiotem obliczeń była warstwa hybrydowa. Rozważyłam jej cztery warianty biorąc pod uwagę dodatnie i ujemne wartości anizotropii dielektrycznej i sumy współczynników fleksoelektrycznych. Obliczyłam napięcia, przy jakich warstwy o różnych grubościach wytwarzają różnice faz π , 2π i 3π , czyli zapewniają transmisję 1, 0 i 1. Wyróżniłam przedziały grubości warstw, dla których możliwe jest przełączenie między stanem ciemnym i jasnym uzyskane na trzy sposoby tj. przez zmianę wartości napięcia stałego, zmianę amplitudy napięcia zmiennego oraz zmianę rodzaju napięcia ze stałego na zmienne lub odwrotnie co eliminuje lub przywraca właściwości fleksoelektryczne.

Dynamikę przejść pomiędzy ciemnymi i jasnymi stanami zbadalam przy pomocy obliczeń optycznej transmisji jako funkcji czasu podczas procesów przełączania. W tym celu rozwiązałam układ równań (16)-(28) i określiłam kąt orientacji direktora $\vartheta(z,t)$. Obliczenia pokazały, że czasy przejść zależą od wszystkich parametrów warstwy w dość złożony sposób. Najszybsze przełączenia zachodzą pod wpływem napięcia stałego gdy $e < 0$. Przejścia są szybsze, gdy zachodzą między napięciami znacznie się różniącymi. Wyższa różnica napięć daje większą różnicę między strukturami, większe momenty sił elastycznych i szybszą reorientację direktora. Szybkość przełączenia jest większa w cieńszych warstwach.

Wyróżniłam kilka prawidłowości dotyczących relacji między strukturami warstwy:

- 1) przejścia wywołane przez podwyższenie wartości napięcia zmiennego są szybsze niż odwrotne przejścia następujące po zredukowaniu napięcia
- 2) przejścia do stanu będącego skutkiem podwyższenia wartości napięcia zmiennego można zrealizować na dwa sposoby: poprzez wystartowanie od stanu wywołanego przez niższe napięcie zmienne lub od stanu istniejącego pod napięciem stałym
- 3) dla danej grubości występują trzy równoważne stany końcowe scharakteryzowane przez tę samą wartość różnicy faz: stan wywołany przyłożeniem stałego napięcia do nematyka z dodatnią sumą współczynników fleksoelektrycznych, stan związany ze stałym napięciem i ujemną sumą współczynników fleksoelektrycznych oraz stan wywołany przez zmienne napięcie, które eliminuje wpływ fleksoelektryczności.

Podsumowując, w pracy tej wykazałam, że własności fleksoelektryczne mogą być wykorzystane do wywoływania przełączeń przez wybór napięcia stałego lub wyeliminowane przez wybór napięcia zmiennego, co zwiększa różnorodność przejść między stanami o różnej transmisji.

4.3.3.6. Odkształcenia dwuwymiarowe

Alternatywną formą odkształceń w polu elektrycznym są domeny Wistina, czyli tzw. domeny podłużne (*longitudinal domains*). Deformacje zależą wtedy od dwóch współrzędnych, równoległej do warstwy, np. y i prostopadłej do warstwy, z . Rozkład direktora $\mathbf{n}(x,y,z)$ jest opisany dwoma kątami: $\theta(y,z)$ między direktorem a płaszczyzną warstwy xy oraz $\phi(y,z)$ między rzutem direktora na płaszczyznę xy a osią x . Zostały stwierdzone doświadczalnie jako prążki widoczne pod mikroskopem [30] i zinterpretowane jako wynik odkształceń, w których znaczącą rolę odgrywają właściwości fleksoelektryczne [31]. Wpływ własności fleksoelektrycznych na deformację tego typu zależy od różnicy

współczynników fleksoelektrycznych $\Delta e = |e_{11} - e_{33}|$. Deformacje dwuwymiarowe występują także w nematyku bez właściwości fleksoelektrycznych, np. w polu magnetycznym, pod warunkiem, że $r = k_{22}/k_{11} < 0.3$, [32], co jest bardzo rzadkie. Domeny Wistina można więc uznać za ich szczególny przypadek realizujący się dzięki własnościom fleksoelektrycznym w warstwach planarnych nematyków o typowych wartościach r umieszczonych w polu elektrycznym. Domeny Wistina powstają powyżej napięcia progowego, które jest niższe niż próg na jednowymiarową deformację typu Frederiksa.

W pracy [B11] zbadalam warunki powstawania domen Wistina. Celem pracy było wyjaśnienie, przy jakich parametrach występują domeny Wistina, czyli określenie zakresu różnicy współczynników fleksoelektrycznych Δe , anizotropii dielektrycznej $\Delta \epsilon$, oraz stosunku stałych elastycznych r . Obliczenia przeprowadziłam dla małych odkształceń, co umożliwiło znalezienie warunków, przy których domeny zaczynają się tworzyć.

Wzięłam pod uwagę warstwę nematyka fleksoelektrycznego będącego doskonałym izolatorem i założyłam sztywne kotwiczenie planarne. Obliczenia przeprowadziłam dla szerokich zakresów stałych elastycznych, różnicy współczynników fleksoelektrycznych i anizotropii dielektrycznej, uwzględniając oba jej znaki. W zastosowanym podejściu kąty określające małą deformację wyraziłam pierwszymi składnikami rozwinięcia fourierowskiego funkcji $\theta(y, z)$ i $\phi(y, z)$

$$\theta(y, z) = [A \cos(\pi z/d) + B \sin(2\pi z/d)] \cos(2\pi y/\Lambda) + D \cos(\pi z/d) + F \sin(2\pi z/d) \quad (33)$$

$$\phi(y, z) = [G \cos(\pi z/d) + H \sin(2\pi z/d)] \sin(2\pi y/\Lambda) \quad (34)$$

gdzie Λ jest okresem struktury czyli szerokością pojedynczej domeny. Rozkład direktora wyznaczyłam obliczając wartości współczynników $A - H$ zapewniające minimum entalpii swobodnej przypadającej na jednostkę powierzchni warstwy. Stwierdziłam, że napięcie progowe dla deformacji periodycznych zmniejsza się z $\Delta \epsilon$ i Δe , ale wzrasta z r . Domeny powstają, jeśli anizotropia dielektryczna należy do przedziału między graniczną ujemną wartością $\Delta \epsilon_1$, przy której napięcie progowe staje się nieskończone a dodatnią wartością $\Delta \epsilon_2$, przy której napięcie progowe staje się równe progowi na odkształcenie jednowymiarowe (przejście Frederiksa).

Jeśli nematyk posiada właściwości fleksoelektryczne, to wówczas graniczna wartość stosunku r , poniżej której domeny występują, jest większa niż 0.3 i wzrasta z Δe osiągając wartości spotykane powszechnie dla typowych nematyków.

Przestrzenny okres struktury obliczyłam w funkcji anizotropii dielektrycznej i stosunku stałych elastycznych dla różnych wartości różnicy współczynników fleksoelektrycznych. Okres przestrzenny początkowej deformacji Λ_0 maleje ze wzrostem $\Delta\epsilon$, a rośnie ze wzrostem $\Delta\epsilon$ i r . Przy granicznych wartościach $\Delta\epsilon$ i r , szerokość domen staje się nieskończona, co oznacza deformację jednowymiarową.

Domeny podłużne mogą pojawić się w nematykach o dodatniej jak i ujemnej anizotropii dielektrycznej. Jeśli nematyk jest pozbawiony właściwości fleksoelektrycznych to domeny pojawiają się dla każdej dodatniej wartości $\Delta\epsilon$, ale tylko jeśli $r < 0.3$. Jeśli nematyk jest fleksoelektryczny, wtedy domeny mogą pojawiać się dla każdego $r > 0.3$ przy odpowiednio małej bezwzględnej wartości anizotropii dielektrycznej $|\Delta\epsilon|$. Przedział $|\Delta\epsilon|$ rozszerza się proporcjonalnie do $\Delta\epsilon^2$. Przy ustalonym r , im wyższa jest wartość $|\Delta\epsilon|$, tym silniejsze muszą być własności fleksoelektryczne aby domeny mogły istnieć.

Dzięki tym obliczeniom potwierdziłam teoretyczne wyniki mówiące, że wpływ własności fleksoelektrycznych na deformację dwuwymiarową zależy od różnicy współczynników fleksoelektrycznych $\Delta\epsilon = |e_{11} - e_{33}|$. Uzyskałam też zgodność jakościową zależności progu od anizotropii dielektrycznej z danymi doświadczalnymi prezentowanymi w pracy [33].

4.3.3.7. Podsumowanie

W artykułach streszczonych powyżej opisałam najważniejsze wyniki obliczeń dotyczących odkształceń warstw nematyka opartych na teorii kontinuum i zaproponowanym modelu transportu jonów. Wzięłam pod uwagę wszechstronne aspekty deformacji występujących w warstwach o uporządkowaniu homeotropowym, planarnym i hybrydowym, tj. deformacje w polu stałym i zmiennym, deformacje statyczne i zależne od czasu, deformacje jednowymiarowe i przestrzennie okresowe.

Uzyskałam wyniki trudne lub niemożliwe do otrzymania na drodze doświadczalnej lub teoretycznej, określające wpływ właściwości fleksoelektrycznych i innych ważnych parametrów na zachowanie warstw. Wykazałam, że właściwości fleksoelektryczne stwarzają nowe możliwości przełączeń między stanami o różnej transmisji. Zademonstrowałam, że efekty elektrooptyczne mogą zachodzić z udziałem polaryzacji fleksoelektrycznej w warstwach o uporządkowaniu hybrydowym. Zaproponowałam metody wykrywania właściwości fleksoelektrycznych i zweryfikowałam pewne metody pomiaru sumy współczynników fleksoelektrycznych.

Wyniki otrzymane przeze mnie pokazują przede wszystkim, że właściwości fleksoelektryczne znacząco wpływają na powstawanie i przebieg deformacji. Wpływ ten jest skomplikowany przez obecność jonowego ładunku przestrzennego, który decyduje o rozkładzie pola elektrycznego. Wszystkie zjawiska i właściwości, które wpływają na rozkład pola elektrycznego, np. relacja między ruchliwościami anionów i kationów, wpływają też na momenty sił decydujące o rozkładzie direktora. Momenty sił o naturze fleksoelektrycznej są szczególnie wrażliwe na rozkład pola elektrycznego. Skuteczność tych momentów zależy nie tylko od natężenia pola na elektrodach oraz od jego gradientu w objętości ale też od wielkości obszaru w warstwie, w którym działają. Zjawiska o naturze fleksoelektrycznej można zaniedbać przy odpowiednio wysokiej częstotliwości pola elektrycznego.

Uzyskane przeze mnie wyniki niosą informację o zachowaniu warstw ciekłych kryształów, którym nadano właściwości określone wybranymi wartościami parametrów. Wyniki te mogą także pełnić rolę odwrotną tzn. służyć jako wskazówka, jakie właściwości należy nadać mieszaninie ciekłokrystalicznej aby uzyskać pożądane zachowanie przewidziane symulacją komputerową.

4.3.3.8. Założenia modelu transportu jonów [B10], [B1], [B15]

Model transportu ładunku w warstwie nematyka oparłam na modelu słabego elektrolitu przedstawionego przez Briere, Gasparda i Herino [1].

Rekombinację i generację jonów w objętości ujęłam przy pomocy stałej rekombinacji α i stałej generacji β . Przepływ prądu opisałam równaniami ciągłości ładunku jonowego dla anionów i kationów (7) w przypadku statycznym i (18)-(21) w przypadku zależnym od czasu. Transport ładunku przez kontakty elektrodowe opisałam równaniami (8)-(9) oraz (22)-(25), odpowiednio dla przypadku statycznego i zależnego od czasu. Wprowadziłam w nich współczynnik K_r , określający szybkość neutralizacji lub generacji jonów następujących w wyniku reakcji elektrodowych, zależny od wysokości bariery energetycznej związanej z energią aktywacji reakcji elektrodowej, na którą wpływa przyłożone pole elektryczne panujące w obszarze przyelektrodowym.

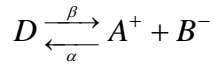
Założyłam, że w ośrodku występują dysocjowalne molekuly o koncentracji $N_d = 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Koncentracja jonów $N_0 = \sqrt{\beta/\alpha}$ wynika z wartości stałej rekombinacji

$\alpha = \frac{2q\bar{\mu}}{\varepsilon_0\bar{\varepsilon}}$, gdzie $\bar{\varepsilon} = (2\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel})/3$, $\bar{\mu} = [(2\mu_{\perp}^+ + \mu_{\parallel}^+)/3 + (2\mu_{\perp}^- + \mu_{\parallel}^-)/3]/2$ i stałej generacji

zależnej od natężenia pola elektrycznego, $\beta = \beta_0 \left(1 + \frac{q^3}{8\pi\epsilon_0 \bar{\epsilon} k_B^2 T^2} E \right)$ [7]. Przyjęłam model

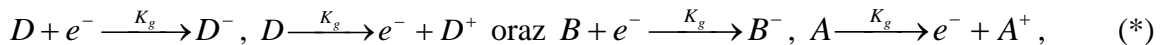
zjawisk w objętości i na elektrodach, który wyróżnia:

1. dysocjację neutralnej molekuly D i rekombinację powstałych jonów A^+ and B^-



2. zubożnianie jonów przy elektrodzie: $A^+ + e^- \xrightarrow{K_r} A$ i $B^- \xrightarrow{K_r} e^- + B$,

3. generację jonów przy elektrodzie



4. odtworzenie molekuly dysocjowalnej



W powyższych równaniach K_r jest szybkością neutralizacji jednakową dla wszystkich reakcji elektrodowych, a K_g szybkością generacji także jednakową dla wszystkich reakcji. Aby zmniejszyć ilość parametrów modelu założyłam, że koncentracje molekuł A , B i jonów A^+ and B^- są małe: $N_A \ll N_D$ i $N_B \ll N_D$, oraz $N^+ \ll N_D$ i $N^- \ll N_D$. Dzięki temu można zaniedbać reakcje (*) i (**). Molekuły obojętne A , B i D , mogą przyłączać elektrony na ujemnej elektrodzie lub je oddawać na dodatniej z jednakowymi prędkościami. Całkowita ich koncentracja $N_A + N_B + N_D$ jest w przybliżeniu równa N_d . Szybkość neutralizacji jonów, n_r^\pm , jest proporcjonalna do ich koncentracji: $n_r^\pm = K_r^\pm N^\pm$, a szybkość ich generacji n_g^\pm jest proporcjonalna do koncentracji molekuł dysocjowalnych N_d : $n_g^\pm = K_g^\pm N_d$, gdzie K_r^\pm i K_g^\pm są współczynnikami proporcjonalności. Bez pola elektrycznego istnieje równowaga, przy której $N^\pm = N_0 = \sqrt{\beta_0/\alpha}$. Dzięki niej $K_r^\pm N_0 = K_g^\pm N_d$, a więc wyrażenie $K_g^\pm N_d$ może być zastąpione przez $K_r^\pm N_0$. Ponieważ $N^\pm \ll N_d$, to można pominąć zależność N_d od współrzędnej z i zaniedbać strumień molekuł dysocjowalnych. Pozwala to określić K_g^\pm jeśli K_r^\pm i N_d są oszacowane. Dla prostoty przyjęłam że obowiązuje jednakowa wspólna wartość K_r dla wszystkich procesów neutralizacji na elektrodach, a także wspólna wartość $K_g = K_r N_0 / N_d$ dla wszystkich procesów generacji na elektrodach. W obliczeniach używałam wartości K_r z przedziału od 10^{-7} m/s, co zapewniało elektrody quasi-blokujące, do 10^{-3} m/s, co odpowiadało elektrodom dobrze przewodzącym.

W modelu uwzględniłam fakt, że wymiana elektronów między jonami a elektrodą oraz między molekułami a elektrodą wymaga pokonania bariery potencjału. Np. przejście elektronu z katody do molekuly obojętnej zależy od pracy wyjścia z elektrody i od powinowactwa elektronowego molekuly. Podobnie, przejście elektronu od molekuly obojętnej do anody zależy od energii jonizacji molekuly i pracy wyjścia elektrody. Model przewiduje, że szybkość reakcji elektrodowej określona jest energią aktywacji φ danej reakcji. Na przykład, szybkość zobojętnienia jonu ujemnego poprzez oddanie elektronu do elektrody wynosi $K_r = k_r \exp(-\varphi/k_B T)$ gdzie k_r jest nieistotną stałą (ważna jest przyjęta wartość K_r). Podobny wzór opisuje przejście elektronu z molekuly obojętnej do elektrody. Wysokość bariery jest modyfikowana przez zewnętrzne pole elektryczne, tj. zwiększana lub zmniejszana o $\Delta\varphi(\pm 1/2, t) = |E(\pm 1/2, t)|qL$, gdzie L jest grubością przypowierzchniowej warstewki rzędu rozmiaru molekuł (10 nm).

5. Literatura

- [1] G. Briere, F. Gaspard, R. Herino, *J. Chim. Phys.*, **68**, 845 (1971).
- [2] G. Derfel, *Journal of Molecular Liquids*, **144**, 59 (2009).
- [3] G. Derfel, G. Barbero, *Journal of Molecular Liquids*, **150**, 43 (2009).
- [4] J. Prost, J. P. Marcerou, *J. Phys. (Paris)*, **38**, 315 (1977).
- [5] A. Jákli, *Liquid Crystals Reviews*, **1**, 65 (2013).
- [6] A. Derzhanski, A. G. Petrov, M. D. Mitov, *J. Phys. (Paris)*, **39**, 273 (1978).
- [7] H. de Vleeschouwer, A. Verschuere, F. Bougriona, R. Van Asselt, E. Alexander, S. Vermael, K. Neyts, H. Pauwels, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 3272 (2001).
- [8] S. Pikin, "*Structural transformations in liquid crystals*", Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, (1991)
- [9] A. Rapini, M. Papoular, *J. Phys. (Paris), Colloq.*, **30**, C4-54 (1969).
- [10] A. I. Derzhanski, A. G. Petrov, H. P. Hinov, B. L. Markovski., *Bulg. J. Phys.*, **1**, 165 (1974).
- [11] G. Basappa, N. V. Madhusudana, *Proceedings of SPIE*, **4147**, 116 (2000).
- [12] A. Derzhanski, M. D. Mitov, *Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci.*, **28**, 1331 (1975).
- [13] H. P. Hinov, *Bulg. J. Phys.*, **31** 55, (2004).

- [14] "*Flexoelectricity in liquid crystals*", Ed. A. Buka, N. Eber, Imperial College Press, London, (2013).
- [15] J. Harden, B. Mbanga, N. Eber, K. Fodor-Csorba, S. Sprunt, J. T. Gleeson, A. Jakli, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 157802 (2006).
- [16] D. Oliveiro, L. R. Evangelista, G. Barbero, *Phys.Rev.* **E65**, 031721 (2002).
- [17] G. Barbero, G. Durand, *J. Appl. Phys.*, **67**, 2678 (1990).
- [18] G. Barbero, A. K. Zvezdin, L. R. Evangelista, *Phys. Rev. E*, **59**, 1846 (1999).
- [19] L. R. Evangelista, G. Barbero, *Phys. Rev. E*, **64**, 021101 (2001).
- [20] G. Barbero, D. Oliveiro, *Phys. Rev. E*, **65**, 031701 (2002).
- [21] A. Pereira, F. Batalioto, L. R. Evangelista, *Phys. Rev. E*, **68**, 040701(R) (2003).
- [22] P. Gosselin, H. Mohrbach, *Phys. Rev. E* **71**, 031101 (2005).
- [23] L. M. Blinov, A. A. Sonin, *Sov. Phys. JETP* **60**, 272 (1984).
- [24] H. Gruler, T. J. Scheffer, G. Meier, *Z. Naturforsch.* **27a**, 966 (1972).
- [25] F. Brochard, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **23**, 51 (1973).
- [26] C. Z. van Doorn, *J. Phys. (Paris), Colloq.*, **36**, C1-261 (1975).
- [27] D. W. Berreman, *J. Appl Phys.* **46**, 3746 (1975).
- [28] S. Y. Yeung Fion, H. S. Kwok, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4291 (2003).
- [29] G. Derfel. *Liq. Cryst.*, **34**, 1201 (2007).
- [30] L. K. Vistin, *Kristallografiya*, **15**, 594 (1970).
- [31] Y. P. Bobylev, V. G. Chigrinov, S. A. Pikin, *J. Phys. (Paris), Colloq.*, **40**, C3–311 (1979).
- [32] F. Lonberg, R. B. Meyer, *Phys. Rev. Letters*, **55**, 718 (1985).
- [33] M. I. Barnik, L. M. Blinov, A. N. Trufanov, B. A. Umanski, *Sov. Phys. JETP*, **45**, 195 (1977).

6. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych).

6.1. Opis działalności naukowej przed uzyskaniem stopnia doktora

Działalność naukową w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej rozpoczęłam od wykonania pracy magisterskiej „Badanie właściwości dielektrycznych złącza p-n w zakresie niskich częstotliwości”, której wyniki weszły w skład publikacji [A3] i [A6]. Praca dotyczyła wyznaczenia w różnych temperaturach charakterystyk prądowo-napięciowych złącza Al/TrMS/n-Si (aluminium/trimetylosilan/krzem typu n). Zmierzyłam także pojemność złącza w funkcji napięcia i częstości. Pomiary te wykazały istnienie dwóch procesów relaksacyjnych związanych z pułapkowaniem nośników na granicy między dielektrykiem i krzemem.

Po zatrudnieniu w Instytucie Fizyki PŁ w 1999 r., rozpoczęłam badania zjawisk zachodzących w wybranych układach ciekłych kryształów nematycznych posiadających właściwości fleksoelektryczne. Celem moich prac, wykonanych przy pomocy obliczeń komputerowych, było zbadanie zjawisk będących konsekwencją właściwości fleksoelektrycznych. W trakcie tego etapu rozwoju naukowego studiowałam modele teoretyczne badanych układów. Na ich podstawie przygotowałam odpowiednie programy komputerowe umożliwiające przeprowadzenie badań. Zjawiska, które rozpatrzyłam to: powstawanie polaryzacji o naturze fleksoelektrycznej w zdeformowanej warstwie planarnej i hybrydowej, gromadzenie się ładunku przestrzennego w pobliżu linii dysklinacji, progowe deformacje w nieprzewodzącej warstwie o orientacji homeotropowej i ukośnej oraz odkształcenia planarnej warstwy nematyka przy uwzględnieniu transportu jonów. W toku licznych badań przeanalizowałam w sumie dziewięć różniących się układów. Uzyskane wyniki były przedmiotem szeregu publikacji [A1], [A2], [A4], [A5], [A7], [A8], [A9]. Na ich podstawie napisałam w roku 2004 rozprawę doktorską zatytułowaną „Numeryczne badania zjawisk fleksoelektrycznych w wybranych układach ciekłokrystalicznych”, którą obroniłam z wyróżnieniem i otrzymałam stopień doktora nauk fizycznych nadany uchwałą Rady Wydziału Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej.

Za najciekawsze osiągnięcia moich badań, które zostały zawarte w rozprawie doktorskiej, można uznać:

- 1) pokazanie możliwości pojawiania się odkształceń warstw nematyków fleksoelektrycznych pod wpływem niskich napięć, jeśli tylko nematyk zawiera dostatecznie dużo jonów i jest słabo związany z podłożem,

- 2) znalezienie nietypowych rozkładów direktora wywołanych fleksoelektrycznym mechanizmem odkształceń,
- 3) ilustrację roli rozseparowanego ładunku jonowego podczas powstawania odkształceń poprzez porównanie zachowania warstw nematyków przewodzących i nieprzewodzących,
- 4) pokazanie zjawiska gromadzenia się zanieczyszczeń jonowych w pobliżu defektów na przykładzie linii dysklinacji.

6.2. Opis działalności naukowej po uzyskaniu stopnia doktora

Po uzyskaniu stopnia doktora kontynuowałam badania układów nematycznych. Podjęłam obliczenia mające na celu poznanie wpływu wybranych parametrów nematyków na wywołane polem elektrycznym odkształcenia warstw ze szczególnym uwzględnieniem oddziaływań fleksoelektrycznych. Motywacją do tego rodzaju działania było dążenie do poszerzenia wiedzy na temat roli jaką fleksoelektryczność, reprezentowana przez współczynniki fleksoelektryczne, odgrywa w zachowaniu warstw o uporządkowaniu homeotropowym, hybrydowym i planarnym. Obliczenia odzwierciedlały realistyczne zachowanie warstw dzięki uwzględnieniu obecności jonów w ciekłym kryształach i przyjmowaniu wartości parametrów warstw z realistycznych zakresów. W spektrum moich zainteresowań znalazło się wyznaczanie napięć progowych na odkształcenia, określanie rozkładów direktora, natężenia pola elektrycznego i koncentracji ładunku jonowego. Ponadto skupiałam się na poszukiwaniu możliwości przełączeń pomiędzy stanami o różnej transmisji optycznej. Znalazłam takie przełączenia w warstwach o uporządkowaniu hybrydowym. Mogą one być uzyskane przez zmianę wartości napięcia stałego lub amplitudy napięcia zmiennego, a także przez zmianę rodzaju napięcia ze stałego na zmienne i odwrotnie, co eliminuje lub przywraca wpływ właściwości fleksoelektrycznych.

Wyniki obliczeń zostały opublikowane w 19 artykułach, które ukazały się w czasopiśmie z listy filadelfijskiej. Część z nich była prezentowana na konferencjach o zasięgu międzynarodowym. Do najważniejszych osiągnięć naukowych zawartych w przedłożonym monotematycznym cyklu publikacji i pozostałych pracach wykonanych po uzyskaniu stopnia doktora można zaliczyć:

- 1) pokazanie jak istotną rolę dla powstawania i rozwoju odkształceń o naturze fleksoelektrycznej odgrywa ładunek przestrzenny jonów,

- 2) wykazanie możliwości wystąpienia efektów elektrooptycznych w warstwach o uporządkowaniu hybrydowym dzięki właściwościom fleksoelektrycznym, co może być wykorzystane przy projektowaniu i testowaniu nowych urządzeń ciekłokrystalicznych,
- 3) ujawnienie różnorodności zachowań warstw wynikających z oddziaływań fleksoelektrycznych.

Uzyskane wyniki mogą być użyteczne przy projektowaniu związków ciekłokrystalicznych, ponieważ określają jakie właściwości należy nadać mieszaninie ciekłokrystalicznej aby uzyskać pożądane zachowanie warstw. Wyniki pokazują również, jakie możliwości stwarzają właściwości fleksoelektryczne nematyków w dziedzinie zastosowań elektrooptycznych. Wyniki te w znacznej mierze są przedmiotem monotematycznego cyklu publikacji [B1], [B2], [B4], [B5], [B7]-[B19] szczegółowo zreferowanego w poprzedniej części autoreferatu w punkcie 4.3. Oprócz tego cyklu publikacji, opublikowałam również szereg artykułów i komunikatów konferencyjnych będących uzupełnieniem tej tematyki [B20]-[B42]. Najważniejsze z nich są opisane poniżej.

W artykule [B21] podjęłam próbę wyjaśnienia anomalnego zachowania warstwy homeotropowej nematyka fleksoelektrycznego, zawierającego jony o pośredniej koncentracji rzędu 10^{19} m^{-3} opisanego w [B4]. Anomalia polega na tym, że gdy $\Delta\varepsilon > 0$ i $e > 0$ to istnieją pośrednie koncentracje, przy których deformacja pojawia się przy niskim progu, zanika przy wzroście napięcia i pojawia się ponownie przy wyższym napięciu progowym. Szczególnym efektem jest również wystąpienie niskiego progu (rzędu 0,1 V) spowodowane quasi-blokującymi elektrodami. Wzięłam pod uwagę kilka typów warstw różniących się wartościami stosunku ruchliwości anionów i kationów $\mu_+/\mu_- = 0,1$; $\mu_+/\mu_- = 0,3$; $\mu_+/\mu_- = 1,0$ oraz charakterem elektrod. Wykonałam dla nich obliczenia wartości progów jako funkcji koncentracji. Wyniki pokazały, że wymienione osobliwości występują, gdy rozkład pola elektrycznego jest silnie asymetryczny z powodu asymetrii rozkładu ładunku przestrzennego. Asymetria ta wynika ze znacznej różnicy ruchliwości jonów obu znaków oraz z blokującego charakteru elektrod.

Monotematyczny cykl publikacji poświęcony jest głównie odkształceniom warstwy homeotropowej. Analogiczne efekty występują także w warstwie planarnej, co zostało opisane w pracy [B22]. Użyte w obliczeniach współczynniki fleksoelektryczne, $e_{11} = e_{33}$, odpowiadały odkształceniom jednowymiarowym warstwy, a eliminowały wystąpienie

odkształceń dwuwymiarowych. Uwzględniłam transport ładunku przez warstwę zawartą między silnie blokującymi jak i przewodzącymi elektrodami. W tym przypadku również zaobserwowałam anomalie polegające zarówno na podwyższeniu jak i obniżeniu wartości progu. Stwierdziłam też, że im większa jest koncentracja jonów i silniejszy blokujący charakter elektrod, tym bardziej asymetryczny jest rozkład direktora. Wyniki uzyskane w tej pracy oznaczają, że zjawiska występujące w warstwach homeotropowych i planarnych przebiegają w podobny jakościowo sposób.

Praca [B25] jest uzupełnieniem artykułu [B9]. Rozpatrzyłam w niej zachowanie warstwy homeotropowej nematyka o ujemnej anizotropii dielektrycznej poddanej działaniu napięcia zmiennego. Stwierdziłam, że w przypadku nematyka pozbawionego właściwości fleksoelektrycznych i przy dostatecznie niskich częstościach deformacja zmienia się z czasem z częstością dwukrotnie większą niż częstość przyłożonego napięcia. Jeśli nematyk posiada własności fleksoelektryczne, to częstości zmian deformacji i napięcia pokrywają się. Deformacja opóźnia się względem napięcia. Ze wzrostem częstości zmiany deformacji zanikają i ustala się odkształcenie statyczne. Do opisu zachowania się warstw wprowadziłam dwie charakterystyczne częstości ilustrujące zmniejszanie się deformacji: częstość, przy której amplituda zmian deformacji maleje do połowy swojej maksymalnej wartości oraz częstość, przy której czas, o jaki deformacja opóźnia się względem napięcia, spada do połowy. Obie częstości są odwrotnie proporcjonalne do iloczynu kwadratu grubości warstwy i lepkości rotacyjnej nematyka, co jest spójne z ogólnie obserwowanymi prawidłowościami dotyczącymi szybkości narastania i zaniku deformacji warstw nematycznych.

Praca [B26] została poświęcona wywołanym polem elektrycznym odkształceniom warstw nematyków o zerowej anizotropii dielektrycznej posiadających właściwości fleksoelektryczne. Obliczyłam napięcia progowe na odkształcenie i profile direktora. Wzięłam pod uwagę niską, średnią i wysoką koncentrację jonów. Stwierdziłam, że napięcia progowe maleją silnie ze wzrostem zawartości jonów. Przy dodatniej sumie współczynników fleksoelektrycznych i pośredniej koncentracji jonów odkształcenia występują w dwóch przedziałach napięć. Porównanie powyższych wyników z pracami [B1], [B2], [B4] pokazuje, że obecność anizotropii dielektrycznej jest istotna dla powstawania deformacji przy niskich napięciach.

W pracy [B27] analizowałam dynamikę odkształceń wywołanych stałym polem elektrycznym w homeotropowych warstwach nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne. Odmiennie niż w artykule [B15], w tym przypadku do opisu dynamiki użyłam standardowo zdefiniowanych czasów określających szybkość reakcji warstw na zmiany napięcia: czasu zwłoki i czasu narastania po skokowym włączeniu napięcia oraz czasu zaniku po skokowym wyłączeniu napięcia. Wzięłam pod uwagę kilka przypadków różniących się wartością sumy współczynników fleksoelektrycznych. Uwzględniłam również dwie grubości warstwy. Dla cienkich warstw obliczane czasy słabo zależą od sumy współczynników fleksoelektrycznych. Z kolei dla warstw grubszych wszystkie te czasy są znacznie dłuższe i silnie zależą od sumy współczynników fleksoelektrycznych i jej znaku. Deformacje powstają bardzo powoli, gdy suma współczynników fleksoelektrycznych jest ujemna. Jeśli suma współczynników jest dodatnia, to czasy opóźnienia i narastania są krótsze niż dla nematyka niefleksoelektrycznego. Wyniki uzyskane w bieżącym artykule potwierdzają jakościowe zależności otrzymane w pracy [B15].

Celem kolejnej pracy [B6] było zbadanie jak istotne są własności fleksoelektryczne dla pomiarów stałych elastycznych. Znana metoda wyznaczania stałych elastycznych polega na pomiarze progowej indukcji magnetycznej B na odkształcenie warstwy i wyznaczeniu różnicy faz w funkcji indukcji $\Delta\Phi(B)$. Można np. wyznaczyć stałą k_{33} na podstawie wartości progowej dla warstwy homeotropowej, natomiast stosunek k_{33}/k_{11} ustalić przez dobranie jego wartości tak, aby uzyskać najlepsze dopasowanie zależności $\Delta\Phi(B)$ obliczonej z jego użyciem do zależności wyznaczonej doświadczalnie. W procedurze dopasowującej nie uwzględnia się ani obecności jonów, ani właściwości fleksoelektrycznych, ponieważ zwykle nie są znane ani współczynniki fleksoelektryczne ani koncentracja jonów. Dlatego można spodziewać się, że stosunek k_{33}/k_{11} otrzymany dla najlepszego dopasowania będzie odbiegał od rzeczywistego. Pracę tę poświęciłam zbadaniu wielkości tego odstępstwa na przykładzie typowych warstw planarnej i homeotropowej.

Na podstawie obliczeń, stwierdziłam, że najlepiej dopasowana wartość stosunku k_{33}/k_{11} określona dla warstwy planarnej przy niskiej koncentracji jonów była około 25% wyższa niż wartość rzeczywista i stawała się bliska wartości rzeczywistej, gdy koncentracja jonów wzrastała do 10^{20} m^{-3} , co było konsekwencją ekranowania polaryzacji fleksoelektrycznej ładunkiem przestrzennym. W przypadku warstwy homeotropowej najlepiej dopasowany stosunek k_{33}/k_{11} był mniejszy niż rzeczywista wartość w całym przedziale koncentracji jonów.

Dodatkowe obliczenia przeprowadziłam dla homeotropowej warstwy nematyka niefleksoelektrycznego. Najlepiej dopasowany stosunek k_{33}/k_{11} był wówczas dokładnie równy rzeczywistej wartości, niezależnie od koncentracji jonów. Otrzymany rezultat potwierdza, że opisywana rozbieżność w stosunkach k_{33}/k_{11} jest wywołana przez właściwości fleksoelektryczne, które są istotne w rzeczywistych próbkach.

Wyniki te pokazują, że jeśli nematyk posiada właściwości fleksoelektryczne, to mierzone stosunki stałych elastycznych wyznaczone bez uwzględnienia właściwości fleksoelektrycznych mogą różnić się od ich rzeczywistych wartości.

Model transportu jonów, użyty wielokrotnie w moich pracach dotyczących odkształceń warstw nematyków posiadających właściwości fleksoelektryczne, zastosowałam także w artykule [B3]. Jego przedmiotem była warstwa elektrycznie przewodzącego nematyka domieszkowanego barwnikiem fotoczułym i umieszczonego pomiędzy elektrodami pokrytymi poliimidem, która może służyć jako holograficzna siatka dyfrakcyjna. Badałam jednowymiarowy model warstwy zdeformowanej polem elektrycznym. Obliczyłam orientację direktora w zdeformowanej warstwie i rozkłady pola elektrycznego oraz koncentracji jonów dla przypadku elektrod blokujących i przewodzących. Stwierdziłam, że zależność efektywnego współczynnika załamania od średniej koncentracji jonów w przypadku elektrod blokujących jest w pewnych przedziałach koncentracji nieco silniejsza niż w przypadku elektrod przewodzących. To może sugerować, że efektywny współczynnik załamania jest bardziej czuły na zmiany oświetlenia w przypadku blokujących elektrod, co skutkuje wyższą wydajnością dyfrakcji. Otrzymane wyniki ujawniły, że dla przypadku przewodzącego nematyka właściwości kontaktów elektrodowych wpływają na deformację nematyka, a co za tym idzie również na optyczne własności warstwy.

W dotychczasowym dorobku naukowym mam 51 publikacji. Spośród nich 21 to artykuły w czasopismach z listy filadelfijskiej (wśród nich 4 monoautorskie) oraz 11 prac w innych czasopismach recenzowanych. 19 prac było prezentowanych na konferencjach i są opublikowane w materiałach konferencyjnych w postaci streszczeń.

Po uzyskaniu stopnia doktora opublikowałam 27 artykułów, w tym 19 artykułów w czasopismach z listy filadelfijskiej (wśród nich 4 monoautorskie) i 8 artykułów w czasopismach recenzowanych spoza listy. 15 prac było prezentowanych na konferencjach o międzynarodowym zasięgu i są opublikowane w materiałach konferencyjnych w formie streszczeń komunikatów.

6.3. Wykaz innych opublikowanych prac naukowych (nie wchodzących w skład osiągnięcia wymienionego w p. 4.)

A. Lista prac opublikowanych przed uzyskaniem stopnia doktora

Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się na liście <i>Journal Citation Reports</i> (JCR) w porządku chronologicznym			
L.p.	Nr	Autorzy	Tytuł i dane bibliograficzne
1	A1	G.Derfel M.Felczak* *obecne nazwisko Buczowska	„Polarized states of hybrid aligned nematic layers” <i>Liquid Crystals</i> , 29 , (7), 889-897, (2002)
2	A2	M.Felczak* G.Derfel *obecne nazwisko Buczowska	„Threshold flexoelectric deformations in homeotropic nematic layers” <i>Liquid Crystals</i> , 30 , (6), 739-746, (2003)
Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się poza bazą <i>Journal Citation Reports</i> (JCR) w porządku chronologicznym			
3	A3	M. Włodarska, E. Saryga, A. Walkiewicz-Pietrzykowska, M.Buczowska , G. W. Bąk, A. Wróbel	„Electrical Properties of Some Plasma Polymers Obtained by Remote Microwave Plasma Chemical Vapour Deposition” 5-th Conference on Dielectric and Related Phenomena - DRP '98, 24-27 September 1998, Szczyrk, Poland, str. 254. <i>opublikowany w: Proc. SPIE</i> , Vol. 4017, 89-93, (1999).
4	A4	G. Derfel, M. Felczak* *obecne nazwisko Buczowska	„Charge accumulation in vicinity of escaped disclinations” in XIV Conference on Liquid Crystals: Chemistry, Physics and Applications, J. Rutkowska, S.J. Kłosowicz, J. Zieliński, Editors, Proceedings of SPIE, Vol. 4759, 286-292, (2002) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [A8] G. Derfel, M. Felczak* „Charge accumulation in vicinity of escaped disclinations” XIV Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 3-7 September 2001, Zakopane, Poland Abstracts, B6
5	A5	M. Felczak* , G. Derfel *obecne nazwisko Buczowska	„Effect of ionic space charge on flexoelectric deformations in planar nematic layers” in XV Conference on Liquid Crystals, ed. by J. Zmija, Proceedings of SPIE, Vol. 5565, 191-195, (2004) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [A9] M. Felczak* , G. Derfel „Effect of ionic space charge on flexoelectric deformations in planar nematic layers” XV Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 13-17 October 2003, Zakopane, Poland Abstracts, B 13

Komunikaty konferencyjne w porządku chronologicznym			
6	A6	M. Włodarska, E. Staryga, A. Walkiewicz- Pietrzykowska, G. W. Bąk, M. Buczkowska , A. Wróbel	„Właściwości elektryczne wybranych amorficznych krzemowęglowych polimerów plazmowych” XI Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne '98”, 9-12 września 1998, Gdańsk - Jelitkowo, str. 95.
7	A7	G. Derfel, M. Felczak * *obecne nazwisko Buczkowska	„Flexoelectric polarization in nematic layers deformed by magnetic field” 6 th European Conference on Liquid Crystals, March 25-30, 2001, Halle (Saale), Germany, Abstracts, 8P-07
8	A8	G. Derfel, M. Felczak * *obecne nazwisko Buczkowska	„Charge accumulation in vicinity of escaped disclinations” XIV Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 3-7 September 2001, Zakopane, Poland Abstracts, B6
9	A9	M. Felczak *, G. Derfel *obecne nazwisko Buczkowska	„Effect of ionic space charge on flexoelectric deformations in planar nematic layers” XV Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 13-17 October 2003, Zakopane, Poland Abstracts, B 13

B. Lista prac opublikowanych po uzyskaniu stopnia doktora

Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się na liście <i>Journal Citation Reports (JCR)</i> w porządku chronologicznym			
L.p.	Nr	Autorzy	Tytuł i dane bibliograficzne
10	B3	G. Derfel, M. Buczkowska , J. Parka	„One dimensional model of dye-doped nematic layer for holography” <i>Opto-Electronics Review</i> , 14 , (2), 59-64, (2006) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [B28] G. Derfel, M. Buczkowska , J. Parka “One dimensional model of dye-doped nematic layer for holography”, 16th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 18-21 September 2005, Stare Jabłonki, Abstract B 40
11	B6	M. Buczkowska , G. Derfel, M. Konowski	„Numerical investigation of influence of ionic space charge and flexoelectric polarization on measurements of elastic constants in nematic liquid crystals” <i>Opto-Electronics Review</i> , 17 , (2), 95-98, (2009) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [B32] M. Buczkowska , G. Derfel, M. Konowski, „Numerical investigation of influence of ionic space charge and flexoelectric polarization on measurements of elastic constants in nematic liquid crystals” 17th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 17-22 September 2007, Augustów, Abstract D-11
Publikacje naukowe w czasopismach znajdujących się poza bazą <i>Journal Citation Reports (JCR)</i> w porządku chronologicznym			
12	B20	G. Derfel, M. Buczkowska	“Flexoelectric deformations of homeotropic nematic layers confined between strongly blocking electrodes” <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz., Physics</i> , 27 , 9-15, (2006)

13	B21	M. Buczkowska, G. Derfel	"Role of ions mobility in flexoelectric deformations of conducting homeotropic nematic layers" <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 29 , 5-24, (2008) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [B33] M. Buczkowska, G. Derfel "Rola ruchliwości jonów w odkształceniach warstw nematyków posiadających własności fleksoelektryczne" XVI Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne 2008”, Błażejewko 8-12 września 2008r. plakat P-64, streszczenie: Materiały, str. 122
14	B22	M. Buczkowska, G. Wasilewski	"Numerical investigation of deformations of planar flexoelectric nematic layers containing ions" <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 29 , 25-34, (2008) <i>Praca prezentowana także jako:</i> [B34] M. Buczkowska, G. Wasilewski „Numeryczne badanie odkształceń planarnych warstw fleksoelektrycznych nematyków zawierających jony” XVI Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne 2008”, Błażejewko 8-12 września 2008, plakat P-6,5 streszczenie: Materiały, str. 123
15	B23	M. Buczkowska, K. Grzelczak	„Numerical studies of significance of anchoring strength energy for behaviour of flexoelectric homeotropic nematic layer subjected to DC electric field” <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 30 , 5-18, (2009)
16	B24	M. Buczkowska, M. Machlowski	"Influence of strong flexoelectric properties on deformations of nematic liquid layers induced by dc electric field " <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 31 , 5-12, (2010)
17	B25	G.Derfel, M. Buczkowska, J. Guzowski	"Dielectric and flexoelectric deformations induced by ac electric field in insulating nematic layers" <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 31 , 13-24, (2010)
18	B26	G.Derfel, M. Buczkowska, B. Pietrzyk	“ Direct current electric field induced deformations of dielectrically isotropic flexoelectric nematic layers” <i>Scientific Bulletin of the Technical University of Lodz, Physics</i> , 32 , 5-12, (2011)
19	B27	G.Derfel, M. Buczkowska	“Temporal characteristics of dc electric field induced deformations of flexoelectric nematic layers” <i>Scientific Bulletin of the Lodz University of Technology, Physics</i> , 33 , 31-38, (2012)
Komunikaty konferencyjne w porządku chronologicznym			
20	B28	G. Derfel, M. Buczkowska, J. Parka	“One dimensional model of dye-doped nematic layer for holography”, 16th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 18-21 September 2005, Stare Jabłonki, Abstract B 40
21	B29	G. Derfel, M. Buczkowska	“Elastic deformations of conducting homeotropic nematic layers with negative flexoelectric coefficients” 16th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 18-21 September 2005, Stare Jabłonki, Abstract O 12
22	B30	M. Buczkowska, G. Derfel	“Reduction of threshold voltage in conducting homeotropic nematic layers with positive flexoelectric coefficients”, 16th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 18-21 September 2005, Stare Jabłonki, Abstract B 9

23	B31	M. Buczkowska, G. Derfel	“Role of ionic transport for flexoelectric deformations of homeotropic nematic layers”, 16th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 18-21 September 2005, Stare Jablonki, Abstract B 10
24	B32	M. Buczkowska, G. Derfel, M. Konowalski	„Numerical investigation of influence of ionic space charge and flexoelectric polarization on measurements of elastic constants in nematic liquid crystals” 17th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 17-22 September 2007, Augustów, Abstract D-11
25	B33	M. Buczkowska, G. Derfel	"Rola ruchliwości jonów w odkształceniach warstw nematyków posiadających własności fleksoelektryczne" XVI Ogólnopolska Konferencja „Kryształ Molekularne 2008”, Błaziejewko 8-12 września 2008r. plakat P-64, streszczenie: Materiały, str. 122
26	B34	M. Buczkowska, G. Wasilewski	„Numeryczne badanie odkształceń planarnych warstw fleksoelektrycznych nematyków zawierających jony” XVI Ogólnopolska Konferencja „Kryształ Molekularne 2008”, Błaziejewko 8-12 września 2008, plakat P-6,5 streszczenie: Materiały, str. 123
27	B35	M. Buczkowska, G. Derfel	„Analysis of deformations of flexoelectric homeotropic liquid crystal layers with various anchoring strengths” 18th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 14-18 September 2009, Augustów, Abstract C-3
28	B36	G. Derfel, M. Buczkowska	“Numerical study of deformations induced by ac electric field in insulating flexoelectric nematic layers” 18th Conference on Liquid Crystals, (Chemistry, Physics and Applications), 14-18 September 2009, Augustów, Abstract C-4
29	B37	G. Derfel, M. Buczkowska	“Numerical study of flexoelectric longitudinal domains” 23th International Liquid Crystal Conference, Kraków, 11-16 July 2010, Abstract 0402
30	B38	M. Buczkowska	“Numerical analysis of deformations induced by dc electric field in homeotropic nematic layers with giant flexoelectricity” 23th International Liquid Crystal Conference, Kraków, 11-16 July 2010, Abstract 0399
31	B39	M. Buczkowska, G. Derfel	"Optical properties of homeotropically aligned flexoelectric nematic layers deformed by dc electric field" XIX Conference On Liquid Crystals. Chemistry, Physics and Applications, Międzyzdroje 18-23 September, 2011, Abstract PC-03
32	B40	G. Derfel, M. Buczkowska	"Ion adsorption and its influence on dc electric field induced deformations of flexoelectric nematic layers" XIX Conference On Liquid Crystals. Chemistry, Physics and Applications, Międzyzdroje 18-23 September, 2011, Abstract PB-20
33	B41	G. Derfel, M. Buczkowska	"Electro-optical effects in hybrid aligned flexoelectric nematic layers" XX Conference on Liquid Crystals. Chemistry, Physics and Applications, 15-20 September 2013, Mikołajki, Abstract PC-09
34	B42	M. Buczkowska, G. Derfel	“Backflow in flexoelectric nematic layers deformed by electric field”, XX Conference on Liquid Crystals. Chemistry, Physics and Applications, 15-20 September 2013, Mikołajki, Abstract PC-10

7. Wskaźniki dokonań naukowych

Sumaryczny impact factor według listy Journal Citation Reports (JCR), zgodnie z rokiem opublikowania: 33.78

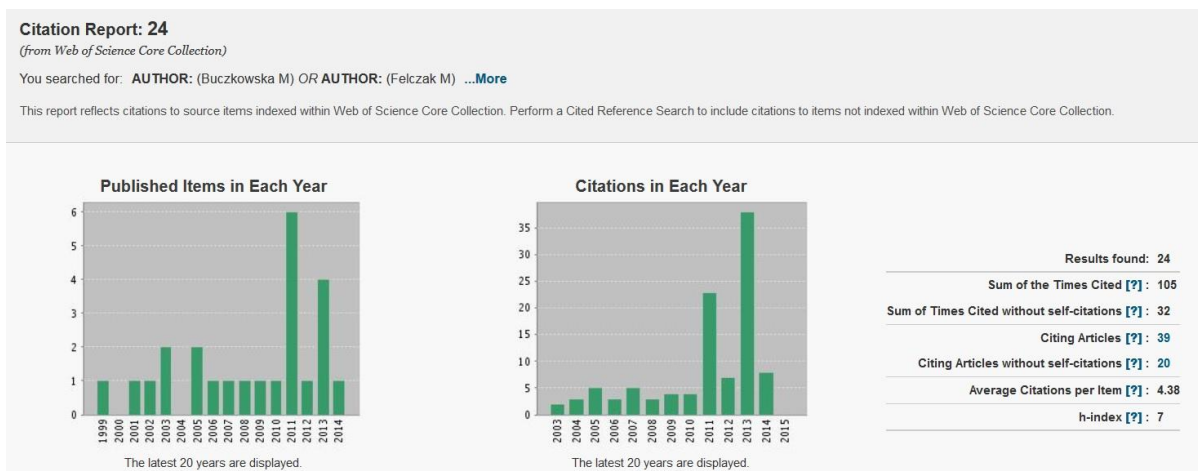
Liczba cytowań publikacji według bazy Web of Science (WoS): 105

Liczba cytowań bez autocytowań: 32

Liczba prac cytujących: 39

Liczba prac cytujących bez autocytowań: 20

Indeks Hirscha według bazy Web of Science (WoS): 7



8. Inna działalność naukowa, dydaktyczna i organizacyjna.

Jestem nauczycielem akademickim. Jako studentka podjęłam pracę w Instytucie Fizyki w charakterze pracownika technicznego na I Pracowni Fizycznej. Po ukończeniu studiów otrzymałam dyplom Międzywydziałowego Studium Pedagogicznego potwierdzający uzyskanie kwalifikacji pedagogicznych do pracy nauczycielskiej. Po rozpoczęciu pracy na uczelni uczęszczałam na Podyplomowe Studium Pedagogiczne przy Politechnice Łódzkiej i uzyskałam świadectwo potwierdzające spełnienie warunku ukończenia kursu pedagogicznego w szkole wyższej uprawniające mnie do nauczania studentów w placówkach akademickich.

W toku mojego zatrudnienia w Instytucie Fizyki prowadziłam liczne zajęcia laboratoryjne na wielu wydziałach Politechniki Łódzkiej w ramach studiów dziennych i zaocznych, w tym: na Wydziale Elektrotechniki, Elektroniki, Informatyki i Automatyki, Biotechnologii i Nauk o Żywności, Mechanicznym, Organizacji i Zarządzania oraz na Wydziale Technologii Materiałowych i Wzornictwa Tekstyliów. Na Wydziale FTiMS prowadzę zajęcia na kierunkach Fizyka Techniczna, Informatyka oraz Logistyka obejmujące laboratoria z fizyki i elektroniki, ćwiczenia rachunkowe z fizyki oraz autorski wykład i zajęcia projektowe dla fizyków z przedmiotu "Fizyka sportu". Prowadziłam również zajęcia

wyrównawcze z fizyki dla studentów Matematyki Stosowanej w ramach projektu unijnego „Zamawianie kształcenia na kierunkach technicznych, matematycznych i przyrodniczych – pilotaż”.

Jestem także autorką skryptu "Materiały dydaktyczne do zajęć wyrównawczych z fizyki" realizowanych w ramach projektu p.t. "Informatyka – kierunek zamawiany na Politechnice Łódzkiej”, realizowanym przez Instytut Informatyki Politechniki Łódzkiej na Wydziale Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej.

Byłam promotorem pięciu prac magisterskich i jednej inżynierskiej.

W celu podniesienia swoich kwalifikacji zawodowych ukończyłam również w roku 2006 trzy-semestralne Studia Podyplomowe z wynikiem bardzo dobrym, w zakresie „Informatyka i Technologie Informacyjne” na Wydziale Fizyki Technicznej, Informatyki i Matematyki Stosowanej Politechniki Łódzkiej.

Uczestniczyłam wielokrotnie w akcji rekrutacyjnej na kierunek Fizyka Techniczna, m.in. w targach edukacyjnych. Przygotowywałam również ulotki i plakaty reklamujące kierunek oraz brałam udział w tworzeniu strony internetowej Instytutu Fizyki w części przeznaczonej dla kandydatów na studia.

Zajmowałam się również popularyzacją fizyki. Brałam czynny udział w dydaktycznych prezentacjach multimedialnych dla młodzieży i studentów w ramach „Festiwalu Nauki, Techniki i Sztuki” organizowanego corocznie przez Politechnikę Łódzką i Uniwersytet Łódzki wygłaszając referaty dotyczące zjawisk fizycznych w przyrodzie. Byłam gościem Studenckiego Radia „ŻAK” uczestnicząc w audycji popularyzującej naukę, a w szczególności fizykę.

W roku 2009 otrzymałam naukowe stypendium motywacyjne ze środków "Kapitał Ludzki" w ramach projektu unijnego, zatytułowanego „Innowacyjna dydaktyka bez ograniczeń – zintegrowany rozwój Politechniki Łódzkiej – zarządzanie uczelnią, nowoczesna oferta edukacyjna i wzmacnianie zdolności do zatrudniania, także osób niepełnosprawnych”.

Recenzowałam trzy artykuły naukowe do „Acta Physica Polonica” (2012), do "Liquid Crystals" (2014) i do „Journal of Chemical Physics” (2015).

W 2010 roku miałam również swój wkład w część artystyczną uroczystości zorganizowanej na Politechnice Łódzkiej z okazji Dnia Edukacji Narodowej przez Związek Nauczycielstwa Polskiego.

Moja działalność naukowa i dydaktyczna została wysoko oceniona, co dotychczas przysporzyło mi 7 nagród J.M. Rektora P.Ł.

W roku 2013 zostałam odznaczona Medalem Brązowym Za Długoletnią Służbę.

Jestem członkiem Polskiego Towarzystwa Ciekłokrystalicznego i Związku Nauczycielstwa Polskiego.

Łódź, 25.02.2015.



Mariola Buczkowska