



UNIVERZA V MARIBORU
FAKULTETA ZA NARAVOSLOVJE IN MATEMATIKO

DOKTORSKA DISERTACIJA

**Optično-temperaturna manipulacija
tlačno moduliranih mikrotokov
nematskega tekočega kristala v
mikrofluidičnem okolju**

Tadej Emeršič

September, 2019



UNIVERZA V MARIBORU
FAKULTETA ZA NARAVOSLOVJE IN MATEMATIKO

DOKTORSKA DISERTACIJA

**Optično-temperaturna manipulacija
tlačno moduliranih mikrotokov
nematskega tekočega kristala v
mikrofluidičnem okolju**

Tadej Emeršič

Mentor: doc. dr. Uroš Tkalec

September, 2019

UDK: 532.783(043.3)

*Doktorsko disertacijo posvečam
starim staršem Emeršič.*

Zahvala

Posebna zahvala gre mentorju Urošu Tkalcu, ki me je s svojimi idejami in znanjem usmerjal pri raziskovalnem delu v času doktorskega študija. Hvaležen sem mu za številne dobre nasvete in vse spodbudne besede. Vesel sem, da sem lahko bil njegov doktorski študent.

Simon Čopar, Žiga Kos, Natan Osterman, Rui Zhang in Juan J. de Pablo, iskrena hvala za vrhunsko in plodno sodelovanje pri raziskavah. Sodelovanje z vami je močno obogatilo moje delo.

Hvala kolektivu Oddelka za fiziko Fakultete za naravoslovje in matematiko Univerze v Mariboru, da mi je omogočil opravljanje raziskovalnega dela na mikroskopu s sistemom optične pincete.

Za vse znanstvene in neznanstvene diskusije se iskreno zahvaljujem vsem sodelavcem na Inštitutu za biofiziko Medicinske fakultete Univerze v Ljubljani. Hvala Biljani Stojković za vso pomoč in popestritev delovnih dni. Hvala Janji Milivojević z Inštituta "Jožef Stefan" za potrpežljivost in pomoč pri delu v čistih prostorih ter Gregorju Posnjaku za številne koristne nasvete. Patriciji Belak se zahvaljujem za vse fotografske obiske in obilo dobre volje.

Uroš Jagodič in Vito Šimonka, hvala vama za vse. Zakon sta!

Dušanki Novaković se iskreno zahvaljujem za vso pomoč in podporo.

Starša in brat Matjaž! Hvala vam, da mi ves čas stojite ob strani in me podpirate pri odločitvah.

Optično-temperaturna manipulacija tlačno modularnih mikrotokov nematskega tekočega kristala v mikrofluidičnem okolju

Povzetek

V doktorski disertaciji sem raziskal optične in temperaturne vplive zunanjih polj na direktorsko polje nematskega tekočega kristala v različnih tokovnih režimih znotraj mikrofluidičnih kanalčkov z močnim homeotropnim sidranjem. Uporabljal sem polarizacijski optični mikroskop, opremljen z lasersko pinceto, ki pri večjih močeh laserske svetlobe zaradi absorpcije v prevodnem substratu mikrokanalčka povzroči lokalno segrevanje nematika v izotropno fazo in ob hipnem ugašanju posledično sproži hiter fazni prehod v nematsko fazo. Na ta način sem pokazal, da je z laserskim snopom optične pincete v toku nematika mogoče nukleirati in stabilizirati topološko ograjene, orientacijske domenske strukture. Raziskal sem dinamiko teh struktur pri različnih hitrostih toka in skonstruiral fazni diagram prehodov med podkritičnim in nadkritičnim območjem parametrov, ki kvantitativno ločijo krčenje in širjenje domen v dani geometriji. Osredotočil sem se na frekvenčne modulacije tokovnih režimov in relaksacijske procese ob zaustavitvi tokov, ki povzročijo reorientacijo v domeno ujetega direktorskega polja in nastanek točkastih defektov s solitoni. Pokazal sem, da je orientacijske domenske strukture, razen v nematiku 5CB, mogoče tvoriti in stabilizirati tudi v tekočem kristalu CCN z negativno dielektrično anizotropijo in majhno optično dvolomnostjo. Izkazalo se je, da temperaturne spremembe v mikrofluidičnem kanalčku znatno vplivajo na stabilnost z laserjem segretil nematskih plasti, tvorjenje domenskih struktur in na tokovne režime, zato sem te pojave podrobneje raziskal pri višji temperaturi. Pri faznem prehodu toka tekočega kristala iz izotropne v nematsko fazo sem zasledil soobstoj nematskih in izotropnih domen. Nato sem z različnimi geometrijami mikrokanalčkov kontrolirano vplival na obliko, velikost in življenjski čas domen, saj ima takšna manipulacija anizotropne tekočine potencial za uporabo v kompleksnejših mikrofluidičnih vezjih, senzorjih tlaka in nastavljivih optičnih filtrih. S tokom potujoče domene lahko tudi razcepimo, združujemo in sortiramo. V sodelovanju s teoretičnimi fiziki sem kot prvi pokazal obstoj novega kiralnega stanja v toku homeotropnega nematika, ki je doslej, zaradi premalo natančne regulacije tokov, ostalo neopaženo. Nazadnje sem preučil vpliv električnega polja na tokovne režime in domenske strukture. Zaradi dielektrične anizotropije in polarizabilnosti tekočerkristalnih molekul lahko z električnim poljem spreminjamo obliko domenskih struktur, jih pri tem razpolavljamo, usmerjamo ali pa jih z močnejšim preklapljanjem električnega polja celo tvorimo. Precizna frekvenčna modulacija električnega polja je nenazadnje uporabna za tvorbo kiralnih domenskih stanj brez uporabe laserske pincete.

Ključne besede: tekoči kristali, mikrofluidika, optična manipulacija, topološki defekti, fazni prehodi.

Optothermal manipulation of pressure-driven nematic liquid crystal microflows in microfluidic environment

Abstract

In the thesis I examine optical and thermal effects on the nematic director field configurations in various flow regimes confined to microfluidic channels with homeotropic surface alignment. Polarizing optical microscopy in combination with laser tweezers is applied to locally heat the nematic flow into the isotropic phase and quench it back to the nematic phase. Thereby, realigned phase domains with encircled defect loops are nucleated, stabilized and transported in a flowing nematic phase. I study the dynamic evolution of orientational phase domains in stationary nematic microflows to construct a phase diagram of shrinking and growing loops for a wide range of flow velocities. Further, I focus on careful tuning and active control of the flow to reveal reorientational dynamics of the flow-aligned director field in oscillatory flows, followed by a nucleation of solitons and point defects as they seek relaxation to equilibrium. I demonstrate the phenomena in single component liquid crystal 5CB, as well as in a mixture of two CCN liquid crystals with negative dielectric anisotropy and very low birefringence. The laser light interaction with the confined nematic flow is further explored at higher temperatures that approach the nematic to the isotropic phase transition. The study shows impacts of heating on the stability of applied optical traps, nucleation, and coexistence of oriented nematic and isotropic domains, and evolution of flow regimes after cooling back to the nematic phase. Next, I demonstrate the dynamic control over the growth and the shape of nematic domains by varying only the shape of the channels. This way, splitting and coalescence of the domains can be achieved without use of the laser tweezers. The complete control over domain size manipulation and their birefringent colors may find applications in highly sensitive microfluidic pressure sensors or tunable optofluidic filters. In collaboration with theoretical physicists, I present a hidden pre-transitional state with broken chiral symmetry which can occur before the homeotropic to flow-aligned transition, and characterize the underlying mechanisms of its formation. Lastly, I study the effect of an external electric field on different flow regimes and domain structure formation. Due to the dielectric anisotropy and the polarizability of liquid-crystalline molecules, applied electric field can reorient, split or nucleate the before-studied flow-aligned domains. Finally, precise frequency modulation of an alternating electric field can produce a sequence of chiral domains in a steady nematic flow.

Keywords: liquid crystals, microfluidics, optical manipulation, topological defects, phase transitions.

Kazalo

1	Uvod	1
1.1	Pregled področja	1
1.2	Namen raziskave	6
2	Teoretične osnove	9
2.1	Mikrofluidika	9
2.1.1	Brezdimenzijska števila	10
2.1.2	Navier-Stokesova enačba	11
2.2	Nematski tekoči kristali	12
2.2.1	Orientacijska urejenost	12
2.2.2	Prosta energija in fazni prehodi	13
2.2.3	Elastične deformacije	14
2.2.4	Površinsko sidranje	15
2.2.5	Optična anizotropija	15
2.2.6	Topološki defekti	18
2.2.7	Učinki električnega polja	20
2.3	Nematodinamika	20
2.3.1	Ericksen-Leslie-Parodijeve enačbe	21
2.3.2	Beris-Edwardsov model	23
2.4	Optična manipulacija	24
3	Materiali in eksperimentalne metode	27
3.1	Uporabljeni materiali	27
3.2	Načrtovanje in izdelava mikrofluidičnih kanalčkov	30
3.3	Funkcionalizacija mikrofluidičnih kanalčkov	33
3.4	Optična polarizacijska mikroskopija	34
3.5	Laserska pinceta	37
3.6	Tlačna manipulacija mikrofluidičnih tokov	39
3.7	Kontrola temperature in uporaba električnega polja	40
4	Rezultati	43
4.1	Vpliv laserskega snopa na mirujoči nematik	43
4.2	Tlačna manipulacija toka nematika in nukleacija domenskih struktur z laserskim snopom	47
4.3	Dinamika domenskih struktur	53
4.3.1	Vpliv hitrosti toka na krčenje oziroma širjenje domen	53

4.3.2	Vpliv laserskega snopa na obliko in velikost domen	57
4.3.3	Rekonfiguracija in relaksacija ograjenega nematika	58
4.4	Vpliv laserskega snopa na tok nematika CCN	60
4.5	Temperaturna manipulacija toka nematskega tekočega kristala	62
4.6	Manipulacija domen v različnih geometrijah kanalčkov	64
4.7	Kiralna stanja v homogenem nematiku in prehodi med tokovnimi režimi	71
4.8	Vpliv električnega polja na tokovne režime nematika	76
5	Zaključek	81

Uvod

1.1 Pregled področja

Dolgo je veljalo prepričanje, da v naravi obstajajo le tri različna stanja snovi: trdno, tekoče in plinasto. Spoznanje o obstoju večih agregatnih stanj sega v leto 1888, ko je avstrijski botanik Friedrich Reinitzer slučajno odkril, da ima snov holesteril benzoat dve tališči. Nad prvo temperaturo taljenja pri $145.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ je opazil belo motno tekočino, nad drugim tališčem pri temperaturi $178.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ pa je tekočina postala popolnoma bistra [1]. Povezal se je z nemškim fizikom Ottom Lehmannom [2], ki je z enim izmed prvih polarizacijskih mikroskopov raziskal optične lastnosti opaženih agregatnih stanj. Ugotovil je, da gre za dvolomne in optično anizotropne snovi ter jih poimenoval *tekoči kristali*. K razumevanju tekočih kristalov je v začetku 20. stoletja veliko prispeval nemški kemik Daniel Vorländer. Raziskoval je sintezo tekočih kristalov in ugotovil, da imajo tekočokristalno fazo samo snovi z molekulami podolgovatih oblik. Francoski kristalograf Charles Mauguin je dodatno prispeval k razlagi optičnih lastnosti, francoski kristalograf Georges Friedel pa je kot prvi pojasnil, da tekoči kristali predstavljajo novo stanje snovi med navadnimi izotropnimi tekočinami in kristali [1]. Za teoretično razumevanje tekočokristalne fizike so poskrbeli: Max Born, Carl Wilhelm Oseen, François Grandjean, Wilhelm Maier, Alfred Saupe, F. Charles Frank in drugi [3]. V obdobju med svetovnima vojnama je zanimanje za tekoče kristale upadlo za več kot desetletje. Ponovno zanimanje se je vzbudilo šele konec 60. let 20. stoletja pod vplivom francoskega fizika Pierre-Gilles de Gennesa, ki je s teoretično obravnavo faznih prehodov pomembno zaznamoval nadaljnje raziskave tekočih kristalov. V tistem času so se z razvojem prvih prikazovalnikov pojavile tudi prve možnosti uporabe tekočih kristalov [3]. Aktivno raziskovanje na tem področju poteka vse do danes, ko imamo na voljo na stotine različnih tekočokristalnih snovi, ki jih v splošnem delimo na *termotropne* in *liotropne* [4].

Termotropni tekoči kristali so organske snovi, ki imajo vmesno oziroma mezomorfno fazo med izotropnimi tekočinami in trdnim kristalnim stanjem. Najpogosteje se uporabljajo v različnih prikazovalnikih, kot so telefonski, računalniški in televizijski zasloni ter v številčnicah digitalnih ur in kalkulatorjev. Takšne tekoče kristale sestavljajo podolgovate paličaste ali diskaste molekule, ki se ob prisotnosti površin orientacijsko in/ali pozicijsko uredijo v neki smeri, njihovo povprečno orientacijo pa označimo z vektorjem \mathbf{n} , imenovanim *direktor* [5]. Na stopnjo urejenosti tekočokristalnih molekul lahko vplivamo s temperaturo ali drugimi zunanjsimi polji, npr. s

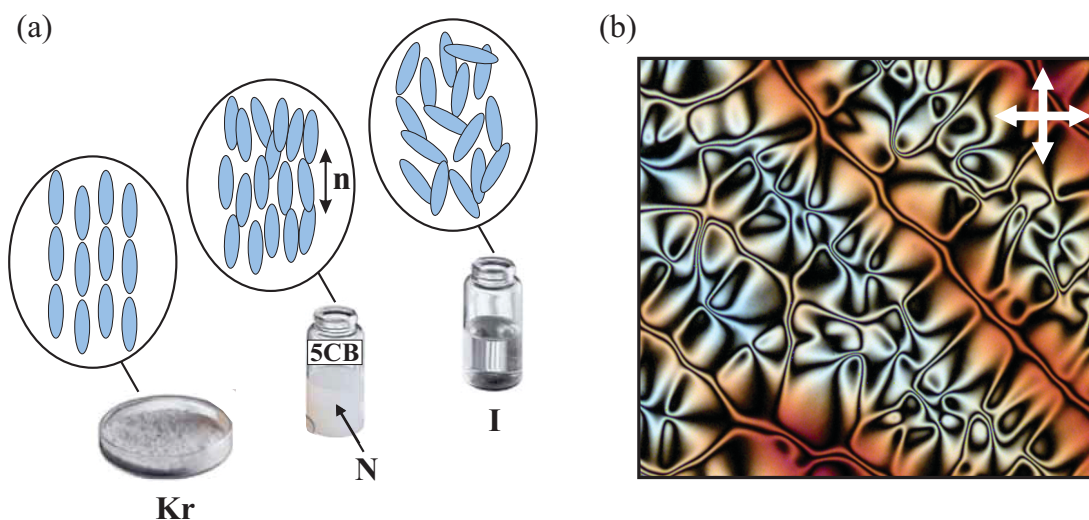
tlakom, električnim ali magnetnim poljem. Orientacijska in pozicijska ureditev tekočerkristalnih molekul zaznamuje različne faze tekočih kristalov. Nekaj tipičnih tekočerkristalnih faz je naštetih v tabeli 1.1. Pri visokih temperaturah so tekoči kristali v izotropnem stanju, kjer molekularni red izgine zaradi termičnih fluktuacij. V tem stanju imajo tekoči kristali lastnosti navadnih tekočin. Z zniževanjem temperature pogosto najprej preidejo v nematsko fazo, kjer se zaradi privlačnih molekulskih sil vzpostavi orientacijski red dolgega dosega, ki teži k vzporedni poravnavi tekočerkristalnih molekul. Nematski fazi sledi smektična faza, za katero je poleg orientacijske uredjenosti značilna še enodimenzionalna (1D) pozicijska ureditev, saj se molekule uredijo v plasti. Smektična faza preide v kristalno fazo z značilnim tridimenzionalnim (3D) pozicijskim redom. Tipični predstavnik termotropnih nematskih tekočih kristalov je monomerni tekoči kristal 5CB, ki so ga prvič pridobili leta 1972 na Univerzi v Hullu [6]. Pri sobni temperaturi je le-ta v nematski fazi, pod sobno temperaturo v kristalnem stanju, pri višjih temperaturah pa postane izotropna tekočina (slika 1.1a). Tanke plasti nematske faze zaradi anizotropnih optičnih lastnosti tvorijo barvite interferenčne vzorce v polarizirani svetlobi, zato so že več kot stoletje zanimive za raziskave (slika 1.1b). Nematik 5CB je zaradi temperaturne in kemijske obstojnosti ena od glavnih komponent v sodobnih komercialnih mešanica za tekočerkristalne zaslone [3, 4].

Tabela 1.1: Osnovne tekočerkristalne faze.

vrsta faze	orientacijska ureditev	pozicijska ureditev
izotropna tekočina	✗	✗
nematska	✓	✗
smektična	✓	1D
kolumnarna	✓	2D
modra	✓	3D
kristal	✓	3D

V liotropnih tekočih kristalih je tekočerkristalna faza odvisna od razmerja koncentracije topljenca oziroma raztopljenih amfifilnih snovi v vodi. Pri majhnih koncentracijah posamezne amfifilne molekule plavajo v topilu, pri večjih pa se združujejo v okrogle skupke, imenovane micle. Če koncentracijo topljenca povečujemo, postajajo micle večje, pri tem pa se preoblikujejo v podolgovate ploščice. Tako pri določeni koncentraciji raztopina pokaže lastnosti tekočih kristalov. Večina liotropnih tekočih kristalov je prisotnih v živi naravi, njihovi najbolj poznani predstavniki so fosfolipidi in različna mila [4].

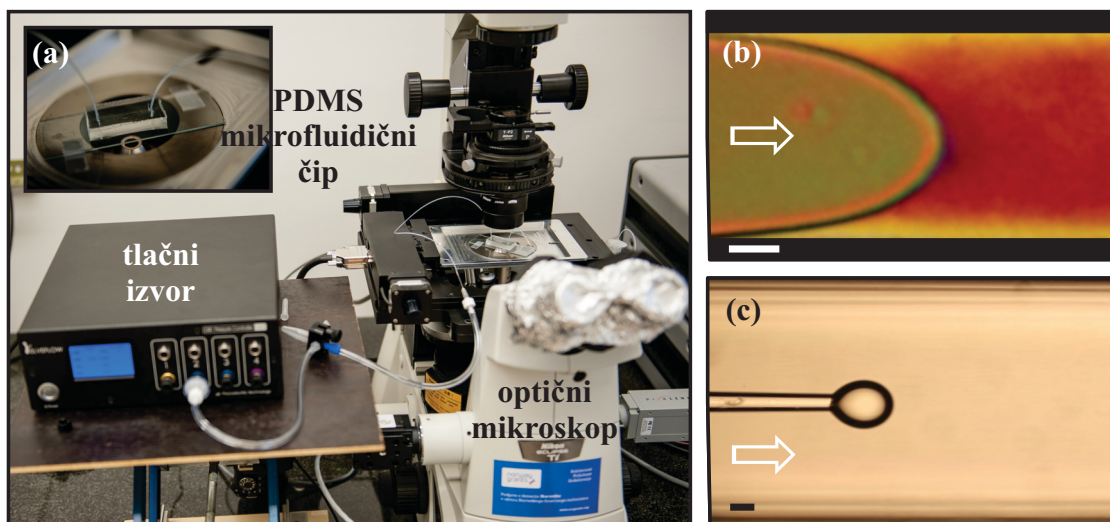
Zadnji dve desetletji se je v povezavi s fiziko kompleksnih tekočin začelo razvijati interdisciplinarno področje *mikrofluidike*, ki se ukvarja z razumevanjem tekočinskih tokov na mikrometrski skali in z razvojem aplikativnih mikrofluidičnih vezij. Gre za mlado raziskovalno področje, ki izvira iz področja mikroelektromehanskih sistemov (MEMS) [8]. Doslej se je mikrofluidika razširila na različna področja medicine, farmacije, biologije, kemije in fizike. Cilj mikrofluidike je izvajanje ter nadzor večih eksperimentov in procesov hkrati, kar vodi v razvoj t.i. “laboratorija na čipu”. Izvedba eksperimentov je zaradi manjše porabe surovin cenejša, hkrati pa hitrejša in lažje obvladljiva [8, 9]. Raziskave kompleksnih tekočin v mikrofluidičnem sis-



Slika 1.1: **Termodinamske faze nematskega tekočega kristala.** (a) Urejena kristalna faza (Kr) z višanjem temperature preide v manj urejeno nematsko fazo (N), ki jo vidimo kot motno belo tekočino in za katero je značilna urejenost molekul v smeri direktorja \mathbf{n} . Ta preide v izotropno fazo (I), v kateri izgine značilen molekularni red. V izotropni fazi se tekoči kristal zbistri in prevzame nekatere lastnosti običajne tekočine. (b) Tanka plast nematskega tekočega kristala na ravni površini glicerola pod polarizacijskim optičnim mikroskopom [7]. Prelivajoče se interferenčne barve kažejo različno orientirane nematske domene z vmesnimi neurejenimi območji.

temu se najpogosteje opravljajo v mikrovezjih iz prosojnega polimernega kompozita polidimetilsiloksan (PDMS) [9] ali v kapilarnih čipih iz steklenih kapilar [10]. Za opazovanje potrebujemo optični mikroskop in zunanji izvor tlaka za vzpostavitev toka tekočin, kot je prikazano na sliki 1.2a. Mikrofluidični kanalčki so običajno pravokotnih ali okroglih presekov z dimenzijami nekaj $10\ \mu\text{m}$ in omogočajo manipulacijo zelo majhnih prostornin tekočin v območju med femtolitri in nanolitri [11]. Slika 1.2b prikazuje primer toka tekočega kristala v PDMS mikrofluidičnem kanalčku. Kapilarni čipi se uporabljajo za kontrolirano produkcijo enojnih ali dvojnih emulzij ter enkapsulacijo dispergiranih delcev ali molekul. V emulzijah so majhne kapljice nezvezne oziroma dispergirane faze v drugi tekočini zvezne faze, s katero se prva tekočina ne meša. Kapljice oziroma emulzije nastajajo zaradi površinskih nestabilnosti, ki jih kontrolirano sprožimo z geometrijskimi oblikami steklenih kapilar. Združevanje emulzij pogosto preprečimo z dodajanjem površinsko aktivnih snovi oziroma surfaktantov v zvezno fazo okoliške tekočine. Amfifilne molekule surfaktantov z adsorbicijo na površino pospešijo nastanek emulzij in hkrati povečajo njihovo stabilnost. Zaradi tipičnih velikosti kapilar, katerih premer je od nekaj $100\ \mu\text{m}$ pa vse do $1\ \text{mm}$, znaša prostornina porabljenih tekočin nekaj mililitrov [12]. Slika 1.2c prikazuje primer produkcije kapljic tekočega kristala v vodi s surfaktantom.

V mikrofluidičnem okolju so termotropni tekoči kristali razkrili raznovrstne pojave, ki jih ni mogoče opaziti pri eksperimentih z izotropnimi tekočinami. Tok tekočih kristalov oziroma nematodinamiko so proučevali že v 60. in 70. letih 20. stoletja [4, 13–17], vendar so bile raziskave v tistem obdobju omejene na tekočokristalne celice brez možnosti natančne regulacije tokov, napredne vizualizacije in računalniških simulacij. Eksperimentalne raziskave nematodinamike v PDMS mikrofluidičnih kanalčkih skupaj s kompleksnimi numeričnimi modeli intenzivneje po-



Slika 1.2: **Mikrofluidika tekočih kristalov.** (a) Za opazovanje mikrofluidičnih vzorcev potrebujemo optični mikroskop in zunanji tlačni izvor za vzpostavitev toka tekočin. (b) Tok tekočega kristala v PDMS mikrofluidičnem čipu. (c) Produkcija tekočokristalnih kapljic v vodi s surfaktantom znotraj kapilarnega čipa. Merilo: 25 μm .

tekajo šele zadnjih dvajset let in so pretežno usmerjene v študije tokovnih režimov, topoloških defektov in njihovo uporabo v optičnih aplikacijah [18–37]. Sambles s sodelavci [18, 19] je pokazal, da ima površinsko sidranje v tankih nematskih plasteh močan vpliv na razvoj in prehode med tokovnimi režimi, Psaltis in sodelavci pa so hiter odziv nematika na frekvenčne modulacije z zunanjim poljem izkoristili za demonstracijo izjemno hitrega optičnega preklopnika [20] in izdelavo enostavno nastavljivega spektralnega filtra za vidno svetlobo [21]. Intenzivno obdobje raziskav tokovnih režimov nematskih tekočih kristalov v mikrofluidičnem okolju so v začetku tega desetletja začeli Sengupta in sodelavci [22–30]. Osredotočili so se na tokovne režime nematika v PDMS mikrofluidičnih kanalčkih s planarnim (vzporednim) oziroma homeotropnim (pravokotnim) sidranjem tekočokristalnih molekul na površinah sten, pri čemer so kvalitativno raziskali prehode med različnimi hitrostnimi profili in nastanek topoloških defektov v tlačno gnanih tokovih. Z optično polarizacijsko mikroskopijo, fluorescenčno konfokalno mikroskopijo in numeričnimi simulacijami so pokazali, da lahko hitrostne profile hidrodinamskega toka nematika zaradi sklopitve z direktorskim poljem v grobem razdelimo na tri, kvalitativno različne režime: šibki, srednji in hitri tok [25, 26, 29]. V primeru šibkega toka je sklopitev med direktorjem in hitrostnim poljem zanemarljiva, v srednjem toku pa pride do močne interakcije med elastičnostjo nematika in reorientacijo molekul zaradi toka, kar je vidno v pojavu t.i. pobeglega radialnega nesingularnega defekta. V primeru hitrega toka je direktor skoraj popolnoma poravnani v smeri toka. Ti eksperimenti so kot prvi pokazali odstopanja od paraboličnega hitrostnega profila v srednjem režimu toka nematika in možnost asimetričnega nastavljanja pretoka s spreminjanjem viskoznosti zaradi lokalnih sprememb temperature. Nekatere glavne ugotovitve o vplivih sidranja na takšen tok so bile neodvisno potrjene še s strani Telo da Game in sodelavcev [31]. V geometriji divergentnega kanalčka so pokazali, da lahko preko dvolomnih interferenčnih vzorcev, ki nastanejo zaradi sklopitve toka nematika z orientacijo direktorskega polja, okarakteriziramo različne hitrostne profile [24]. Proučevali so

tudi dinamiko toka nematika mimo stebričkov in ovir v mikrofluidičnih kanalčkih različnih dimenzij in pojasnili topološke defektne strukture, ki pri tem nastanejo [27]. V kanalčkih s hibridnim planarno-homeotropnim sidranjem so pokazali, da se lahko pojav disklinacijske defektne linije v sredini kanalčka uporabi za transport majhnih delcev mikrometrskih dimenzij oziroma vodnih kapljic [28, 30]. Ta pristop sta v kombinaciji s prečno postavljenim električnim poljem nadalje razvila Agha in Bahr [32, 33], ki sta podrobneje raziskala prostorsko manipulacijo disklinacij v mikrokanalčkih. Nedavno sta bila objavljena tudi dva širše zanimiva prispevka, ki poročata o pojavu kavitacije v tlačno gnanim toku nematika [35] in interakciji med topološkimi in hidrodinamskimi defekti v omejeni geometriji različnih križišč kanalčkov s pravokotnim presekom [36]. Slednji rezultati so bili še dodatno obravnavani z numeričnim in analitičnim modelom nematodinamike [37], kar odpira možnosti eksperimentalnih raziskav v kompleksnejših geometrijah mikroporoznih materialov [38, 39].

Dosedanje raziskave dinamike nematskih tekočih kristalov v mikrofluidičnem okolju so bile v glavnem omejene na kvazistacionarna stanja in relativno preproste tlačno gnane tokove v linearnih in križiščnih geometrijah PDMS kanalčkov. Vzporedno s temi eksperimentalnimi pristopi so se v okviru mikrofluidike razvijale tudi metode za optično in temperaturno mikromanipulacijo tekočin z laserji in optično pinceto. Nekaj vidnejših dosežkov iz zadnjih let je zbranih v preglednih člankih Delvillia in sodelavcev [40, 41], Brauna in sodelavcev [42] ter Ericksona in sodelavcev [43–45]. Pokazali so, da je z laserji na različne načine mogoče vplivati na smer in stabilnost tokovnih režimov tekočin, ki jih lahko stabiliziramo ali naredimo manj stabilne oziroma jih tako ločimo na posamezne segmente. Prav tako lahko z laserjem vplivamo na obliko in dinamiko kapljic, njihove razcepe in združevanja, na meji dveh tekočin pa lahko povzročimo različne defektne strukture. Nedavno je bil v seriji člankov iz različnih raziskovalnih skupin obravnavan vpliv temperaturnih gradientov na lokalni odziv ograjenih nematskih tekočih kristalov. Lavrentovich in sodelavci [46] so raziskali termično povzročeno reorientacijo nematika in posledično generiran šibek tok v geometriji steklenih kapilar, Porenta s sodelavci [47] je numerično simuliral sklopitev direktorskega polja z električnim poljem v laserskem snopu z Laguerre-Gaussovimi profili, Masuhara [48], Takezoe [49] in Yamamoto s sodelavci [50] pa so se posvečali optično povzročenim reorientacijam in translacijam direktorskega polja v tankih nematskih plasteh. Pojavu orientacijskega stanja v tankih plasteh nematika, ki se najpogosteje vzpostavi ob kapilarnem vleku tekočega kristala v homeotropno tekočokristalno celico, so se posvetili Pieranski in sodelavci [51–55]. Pokazali so občutljivost takšnega “vzbujenega” stanja na debelino plasti nematika ter na zunanje električno in magnetno polje. Zanimive pojave s temperaturno moduliranimi gradienti z optično pinceto v nematskih koloidnih disperzijah so raziskali Mušević in sodelavci [56–58], vendar vse naštetе raziskave s tekočimi kristali doslej niso bile implementirane v mikrofluidičnem okolju.

1.2 Namen raziskave

Glavni namen doktorske naloge je raziskati in razložiti optične ter temperaturne učinke zunanjih polj na tokovne režime nematskega tekočega kristala v homeotropnih mikrofluidičnih kanalčkih. S kombinacijo eksperimentalnih pristopov iz tekočerkristalne mikrofluidike in optične manipulacije z lasersko pinceto želim raziskati nastanek, (meta)stabilnost in dinamiko kinetično stabiliziranih defektnih in domenskih struktur v dinamično moduliranem nematiku, kar predstavlja nov pristop za kontrolirano strukturiranje toka kompleksnih tekočin. Osredotočil se bom na opis in razlago fizikalnih principov teh hidrodinamskih stanj, na njihove spremembe in prehode v različnih tokovnih režimih ter na odzive toka nematika pri spremembah geometrije, temperature in pri uporabi električnega polja. Neposredni odziv tokovnih režimov na zunanja polja in posledične spremembe dvolomnosti nam ponujajo izjemne možnosti za določanje viskoelastičnih in reoloških lastnosti samega materiala. Raziskovalno delo je v celoti eksperimentalno in temelji na kombinaciji treh uveljavljenih in naprednih metod: polarizacijski optični mikroskopiji, laserski pinceti in mikrokontroli tlačnih gradientov za precizno moduliranje hidrodinamskih tokov. Z eksperimentalnimi rezultati se opiram na napredne teoretične modele, ki temeljijo na Landau-de Gennesovi teoriji tekočih kristalov ter Ericksen-Leslie-Parodijevih enačbah nematodinamike [59–61]. Implementacijo in razvoj teh metod je izvedla sodelujoča teoretična skupina s Fakultete za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani (FMF UL) [61]. Uporabil sem tudi nekaj rezultatov numeričnih simulacij, ki jih je opravila skupina prof. Juana de Pabla z Univerze v Chicagu. Te simulacije temeljijo na Beris-Edwardsovem modelu hidrodinamike nematskih tekočih kristalov, ki se ga rešuje s hibridno mrežno Boltzmannovo metodo [60–63]. Predstavljeni rezultati odpirajo nove možnosti raziskav neravnovesne dinamike v aktivnih in bioloških sistemih z nematskim redom ter hkrati omogočajo selektivno enkapsulacijo različnih mikrodelcev in njihov transport v laminarnem tokovnem režimu brez mešanja tekočin.

V okviru doktorske naloge podam in preverim naslednje štiri raziskovalne teze:

Teza 1: *V toku nematskega tekočega kristala je z lasersko pinceto mogoče doseči nukleacijo, stabilizacijo ter manipulacijo topološko ograjenih in orientacijsko urejenih mikrodomen.*

Teza 2: *Temperaturne spremembe v mikrofluidičnem kanalčku znatno vplivajo na razvoj tokovnih režimov ter nastanek in stabilizacijo orientacijsko urejenih nematskih struktur.*

Teza 3: *Različne geometrije mikrokanalčkov vplivajo na obliko, velikost in življenjski čas orientacijsko urejenih domen.*

Teza 4: *Moduliranje tlačnih gradientov v ograjenem nematiku lahko privede do nastanka in stabilizacije kiralnih domenskih stanj v kanalčkih s pravokotnim presekom.*

Doktorska naloga je razdeljena na pet poglavij. Kratkemu uvodu sledi poglavje, v katerem predstavim teoretične osnove. Najprej povzamem definicije brezdimenzijskih števil in Navier-Stokesove enačbe v mikrofluidiki, nato pa predstavim teoretični opis nematskih tekočih kristalov. Sledi kratka teoretična obravnava nematodinamike, poglavje pa zaključim z osnovami delovanja laserske pincete. V tretjem poglavju najprej predstavim materiale, ki sem jih uporabljal pri eksperimentalnem delu, nato opišem postopke izdelave in funkcionalizacije mikrofluidičnih kanalčkov. V istem poglavju opišem metode optične polarizacijske mikroskopije, laserske pincete, tlačne manipulacije mikrofluidičnih tokov ter kontrolo temperature in uporabo električnega polja. V četrtem poglavju predstavim rezultate, ki so nastali v okviru doktorske naloge in zajemajo zgoraj naštetе raziskovalne teze. Ključne ugotovitve in možne smernice za nadaljnje delo povzamem v petem poglavju.

Teoretične osnove

V tem poglavju na kratko predstavim teoretične osnove mikrofluidike, nematskih tekočih kristalov, nematodinamike in delovanja laserske pincete.

2.1 Mikrofluidika

Področje mikrofluidike obravnava tok tekočin na mikroskali, običajno v kanalčkih majhnih dimenzij, ki so najpogosteje izdelani iz elastomera PDMS ali steklenih kapilar. Razvoj in implementacija PDMS mikrofluidičnih čipov sta se začeli okoli leta 2000 v skupini prof. G. Whitesidesa na Harvardu [9, 64–66], medtem ko je metodo kapilarne mikrofluidike za tvorjenje kapljic in emulzij nekaj let kasneje razvila sosednja skupina prof. D. Weitz [10, 67]. PDMS čipi so se izkazali za izredno uporabne, saj lahko z metodo mehke litografije oblikujemo različne geometrije in dimenzije mikrofluidičnih kanalčkov. Elastomer PDMS je poceni, kemijsko stabilen, transparenten, mehansko obstojen in kot tak izjemno primeren za opazovanje pod optičnim mikroskopom. Zaradi nizke stopnje toksičnosti, dobre prepustnosti plinov in biokompatibilnosti je uporaben tudi za delo z biološkimi vzorci. Kljub temu obstajajo določene omejitve, kot je mašenje kanalčkov zaradi majhnih dimenzij, neodpornost na visoke temperature in visoke tlake, nekompatibilnost z nekaterimi organskimi topili in izdelava celotnega sistema pri le eni globini [8, 9]. Kapilarna mikrofluidika ponuja komplementaren pristop, saj so čipi sestavljeni iz steklenih kapilar s cilindričnimi in kvadratnimi prečnimi preseki ter premeri od nekaj mikrometrov do milimetra. Ti čipi so za razliko od PDMS čipov robustnejši, manj občutljivi na temperaturne spremembe, manjša je možnost zamašitve, kapilare pa lahko površinsko kvalitetneje obdelamo z nanosi in stanjšamo na poljubne premere. Obenem smo pri tem pristopu veliko bolj omejeni z geometrijo, poraba tekočin pa je bistveno večja kot v PDMS kanalčkih [10, 12].

Pri raziskavah sem uporabljal PDMS mikrofluidične čipe s premeri kanalčkov od 40 μm do 250 μm . Obnašanje tekočine na tako majhni skali je drugačno kot na makroskopski skali, kjer je prisoten turbulentni tok. V mikrofluidičnem okolju prevladuje laminarni tokovni režim, mešanje tekočin pa v glavnem poteka preko difuzije. Razmerje med površino in prostornino je bistveno večje, zato je upoštevanje površinskih vplivov ključnega pomena, učinek gravitacijske sile pa je skoraj popolnoma zanemarljiv [68]. Tok tekočine v takšnem sistemu opišemo z *brezdimenzijskimi števili* in izpeljankami *Navier-Stokesove enačbe*, ki so predstavljene v nadaljevanju.

2.1.1 Brezdimenzijska števila

Za kvalitativni opis dinamike tekočin uporabljamo brezdimenzijska števila, ki izražajo relativno pomembnost različnih fizikalnih parametrov [8, 69]. Najpogosteje izračunamo *Reynoldsovo* (Re) in *Pecletovo* (Pe) število. Reynoldsovo število, ki je definirano kot razmerje med vztrajnostnimi in viskozniimi silami, razlikuje med laminarnim in turbulentnim tokom tekočine. Določimo ga z enačbo:

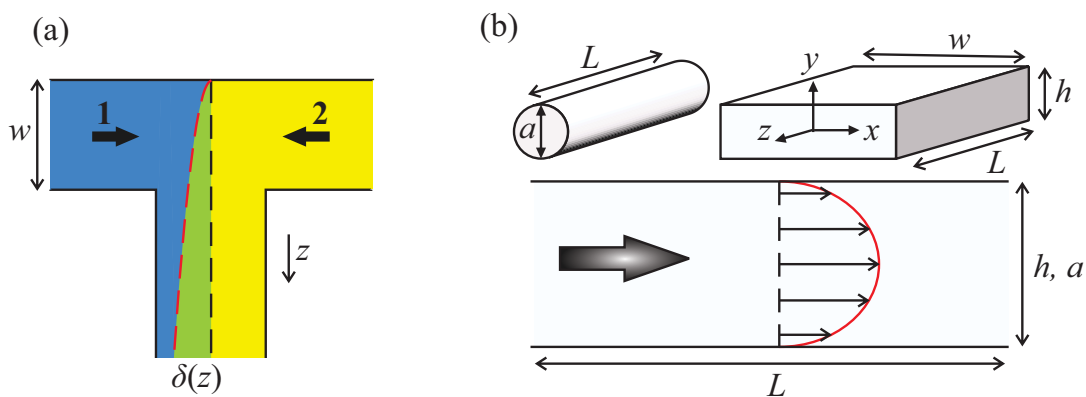
$$Re = \frac{\rho v L}{\eta}, \quad (2.1)$$

kjer je ρ gostota, v hitrost in η dinamična viskoznost tekočine ter L tipična dolžinska skala. V mikrofluidičnem kanalčku s premerom med $10\ \mu\text{m}$ in $200\ \mu\text{m}$ ter pretokom vode z gostoto $1000\ \text{kg/m}^3$, hitrostjo med $1\ \mu\text{m/s}$ in $1\ \text{cm/s}$ ter viskoznostjo $10^{-3}\ \text{kg/ms}$, je razpon Reynoldsovega števila od 10^{-6} do 10^1 . Izračun torej kaže laminaren tok tekočine v mikrokanačkah, saj se prehod v turbulenco pojavi šele pri vrednostih $Re > 1000$ [11]. Laminarni tok vseskozi spremlja dinamika difuzijskih procesov, ki jo opišemo s Pecletovim številom. Določeno je kot razmerje med širino kanalčka w in difuzijsko razdaljo D/v :

$$Pe = \frac{vw}{D}, \quad (2.2)$$

pri čemer je D difuzijska konstanta. Pecletovo število pove, kolikšno pot mora tekočina prepotovati, da delci difundirajo čez celotno širino kanalčka (slika 2.1a). Za režim $Pe \gg 1$ je značilno počasnejše mešanje delcev kot v režimu $Pe \ll 1$ [11]. Slika 2.1a prikazuje mešanje dveh tekočin v mikrofluidičnem kanalčku s križiščem v obliki črke T. Širina območja mešanja $\delta(z)$ se povečuje s korenem oddaljenosti z od prvega stika tekočin, kar zapišemo kot [70]:

$$\delta(z) \propto \sqrt{\frac{Dz}{v}}. \quad (2.3)$$



Slika 2.1: Shematski prikaz toka tekočine v mikrofluidičnem kanalčku. (a) Mešanje dveh tekočin (modro in rumeno območje) v kanalčku s križiščem v obliki črke T, pri čemer se širina območja mešanja $\delta(z)$ (zeleno območje) povečuje s korenem oddaljenosti z od njunega prvega stika. (b) Za mikrokanaččke z okroglim in kvadratnim prečnim presekom je značilen parabolichen hitrostni profil tekočine. Druge oznake na sliki so opisane v predhodnem in nadaljnjem besedilu.

2.1.2 Navier-Stokesova enačba

Za vzpostavitev toka v mikrofluidičnem okolju je potrebna tlačna razlika med koncema kanalčka. Tok nestisljivih viskoznih tekočin opišemo z *Navier-Stokesovo* enačbo [71]:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + f, \quad (2.4)$$

ki predstavlja kontinuumsko različico Newtonove enačbe $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$. V enačbi (2.4) je p tlak in f gostota zunanjih sil na tekočino. Za nestisljive tekočine je potrebno upoštevati še *kontinuitetno* enačbo $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, s čimer privzamemo, da se njihova gostota ne spreminja ($\rho = \text{konst.}$). Pri večini tekočinskih sistemov je najpogostejša zunanja sila gravitacijska sila, ki pa v primeru mikrotokov postane zanemarljiva. Enačba (2.4) med drugim upošteva konstantno strižno viskoznost η , ki se zaradi morebitnih sprememb temperature lahko spremeni in vpliva na hitrostni profil tekočine [11, 68]. Če upoštevamo zgolj tlačne sile $-\nabla p$ in efekt viskoznosti $\eta \nabla^2 \mathbf{v}$, se Navier-Stokesova enačba (2.4) poenostavi v [71]:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \underline{\sigma}, \quad (2.5)$$

pri čemer velja zveza:

$$\eta \nabla^2 \mathbf{v} = \nabla \cdot \underline{\sigma}. \quad (2.6)$$

Viskozni člen je zapisan z napetostnim tenzorjem $\underline{\sigma}$, ta pa je sorazmeren simetričnemu tenzorju gradienta hitrosti \underline{D} :

$$\sigma_{ij} = 2\eta D_{ij} = \eta(\partial_i v_j + \partial_j v_i). \quad (2.7)$$

Napetostni tenzor lahko izračunamo iz disipativne funkcije \mathcal{D} :

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial (\partial_i v_j)}, \quad (2.8)$$

pri čemer \mathcal{D} določa hitrost disipacije oziroma pojemanja energije v sistemu [60].

Čeprav je Navier-Stokesova enačba v splošnem analitično nerešljiva, obstaja v primeru enostavnih geometrij, npr. za okrogli oziroma pravokotni prečni presek kanalčkov, elegantna analitična rešitev. Ta je za hitrostni profil tlačno gnanega toka v kanalčku z okroglim presekom *parabolične oblike*:

$$v(r) = \frac{1}{4\eta} \left| \frac{dp}{dz} \right| (a^2 - r^2), \quad (2.9)$$

in je shematsko prikazana na sliki 2.1b. Enačba (2.9) upošteva cilindrične koordinate (r, z) in premer kanalčka a . Običajno definiramo še *volumski pretok* Q_v :

$$Q_v = 2\pi \int_0^a v(r) r dr = \frac{\pi a^4}{8\eta} \left| \frac{dp}{dz} \right|. \quad (2.10)$$

Enačba (2.10) nakazuje močno odvisnost volumskega pretoka od premera mikrokanalčka. Ta pove, da bi zmanjšanje premera kanalčka na polovico njegove začetne

vrednosti pri nespremenjenem tlaku pomenilo 16-kratno zmanjšanje volumskega pretoka [68]. Tudi v primeru tlačno gnanega toka v kanalčku s pravokotnim prečnim presekom dobimo za analitično rešitev enačbe (2.4) paraboličen hitrostni profil:

$$v(y) = \frac{\Delta p}{2\eta L} \left(\left(\frac{h}{2} \right)^2 - y^2 \right), \quad (2.11)$$

pri čemer smo privzeli, da je širina kanalčka w mnogo večja od višine h . Volumski pretok je enak:

$$Q_v = w \int_0^h v(y) dy = \frac{wh^3 \Delta p}{12\eta L}. \quad (2.12)$$

Iz enačbe (2.12) vidimo, da je tokrat volumski pretok bolj odvisen od višine kot od širine kanalčka [68]. Pri raziskovanju sem se ukvarjal s pretoki nematskega tekočega kristala v kanalčkih s pravokotnimi prečnimi preseki, zato je bila ta višina eden od ključnih parametrov pri načrtovanju kanalčkov.

2.2 Nematski tekoči kristali

V razdelku na kratko predstavim osnovni teoretični opis nematskih tekočih kristalov. Obravnavam nematski ureditveni parameter, fazne prehode, elastične deformacije, površinsko sidranje, optično anizotropijo, topološke defekte in vpliv električnega polja na orientacijski red.

2.2.1 Orientacijska urejenost

Nematske tekoče kristale sestavljajo toge paličaste molekule, ki se orientacijsko in delno pozicijsko uredijo vzdolž neke smeri. Njihovo povprečno orientacijo opišemo z enotskim vektorjem \mathbf{n} , imenovanim *direktor* (slika 1.1). Molekule navadnih nematikov so simetrične in tvorijo pare s simetrijo glava-rep, zato je predznak direktorja \mathbf{n} brez fizikalnega pomena in posledično velja $\mathbf{n} = -\mathbf{n}$. Urejenost enoosnih molekul, pri katerih sta dve od treh smeri enakovredni in med katere spada tudi obravnavani nematik, opišemo z realnim, simetričnim in brezslednim kvadrupolnim tenzorjem \underline{Q} [5]:

$$Q_{ij} = \frac{S}{2} (3n_i n_j - \delta_{ij}). \quad (2.13)$$

V enačbi (2.13) je S največja lastna vrednost tenzorja \underline{Q} , ki jo imenujemo *skalarni ureditveni parameter*. Z njim opišemo stopnjo urejenosti sistema in ga izračunamo kot:

$$S = \langle P_2(\theta) \rangle = \frac{1}{2} \langle 3\cos^2\theta - 1 \rangle. \quad (2.14)$$

V enačbi (2.14) je P_2 Legendreov polinom druge stopnje, kot θ označuje odklon dolgih osi molekul od njihove povprečne smeri in znak $\langle \rangle$ označuje povprečje po času. Ureditveni parameter S lahko zajema vrednosti med $-1/2$ in 1 . V primeru popolne ureditve molekul vzdolž direktorja ($\theta = 0$) je $S = 1$, v izotropni fazi z naključno razporeditvijo molekul pa je $S = 0$. Za molekule, ki so urejene pravokotno na smer direktorja ($\theta = \pi/2$), velja $S = -1/2$. V nematski fazi ureditveni parameter S običajno zavzame vrednosti med 0.3 in 0.7 (slika 2.2a) [72].

2.2.2 Prosta energija in fazni prehodi

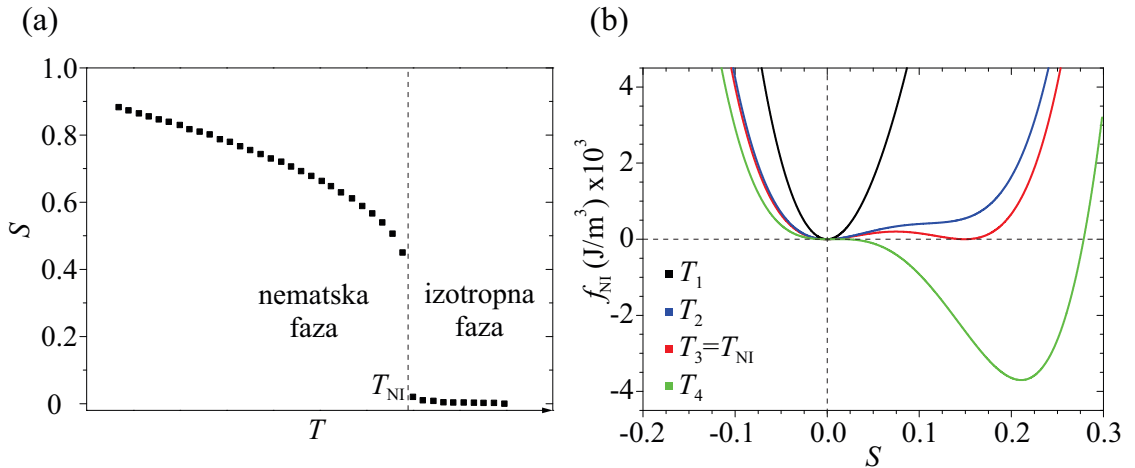
Pri nematskih tekočih kristalih je urejenost molekul oziroma ureditveni parameter odvisen od faze oziroma od temperature sistema. Pri faznem prehodu iz izotropne v nematsko fazo ničelna vrednost ureditvenega parametra S naenkrat skoči na neničelno vrednost ($S \approx 0.4$), saj gre za nezvezni fazni prehod prvega reda (slika 2.2a). Fenomenološko lahko fazni prehod med izotropno in nematsko fazo pojasnimo z Landau-de Gennesovo teorijo, kjer je gostota proste energije f_{NI} funkcija temperature T in tenzorskega ureditvenega parametra \underline{Q} [5]:

$$f_{\text{NI}} = \frac{1}{2}a(T - T^*)Q_{ij}Q_{ji} + \frac{1}{3}BQ_{ij}Q_{jk}Q_{ki} + \frac{1}{4}C(Q_{ij}Q_{ji})^2. \quad (2.15)$$

V enačbi (2.15) so $a > 0$, $B < 0$ in $C > 0$ fenomenološke konstante, ki se določijo eksperimentalno, ter T^* najnižja možna temperatura, do katere izotropno fazo lahko podhladimo. Vrednost a je reda velikosti 10^5 J/m^3 , $B \approx -10^6 \text{ J/m}^3$ in $C \approx 10^6 \text{ J/m}^3$. Enačbo (2.15) lahko preoblikujemo in zapišemo z ureditvenim parametrom S :

$$f_{\text{NI}} = \frac{3}{4}a(T - T^*)S^2 + \frac{1}{4}BS^3 + \frac{9}{16}CS^4. \quad (2.16)$$

Landau-de Gennesova gostota proste energije za štiri različne temperature sistema je prikazana na sliki 2.2b. Razberemo lahko, da ima prosta energija pri najvišji temperaturi T_1 en minimum, ki ustreza vrednosti $S = 0$ oziroma neurejeni izotropni fazi. Če temperaturo sistema malenkost znižamo na temperaturo T_2 , dobimo prevoj proste energije pri pozitivnem S . Posledično T_2 ustreza temperaturi, nad katero nematska faza ne more obstajati. Pri še nižji temperaturi T_3 se pojavita dva enakovredna minimuma, kar ustreza temperaturi faznega prehoda med izotropno in nematsko fazo (obe fazi soobstajata). T_3 je enaka temperaturi faznega prehoda T_{NI} . Pri temperaturi $T_4 < T_3$ izotropna faza več ne obstaja [73].



Slika 2.2: Ureditveni parameter in gostota proste energije nematskega tekočega kristala. (a) Tipična temperaturna odvisnost skalarne ureditvenega parametra S z nezveznim faznim prehodom med izotropno in nematsko fazo. (b) Gostota proste energije f_{NI} kot funkcija S pri različnih temperaturah ($T_1 > T_2 > T_3 > T_4$).

2.2.3 Elastične deformacije

Landau-de Gennesova teorija faznih prehodov opiše prosto energijo sistema z urejenostjo molekul tekočega kristala pri določeni temperaturi, pri tem pa ne upošteva prostorskih elastičnih deformacij oziroma spreminjanja direktorskega polja s krajem. Elastičnost tekočih kristalov vpliva na veliko njihovih fizikalnih lastnosti. V nematiku razlikujemo tri osnovne elastične deformacije: pahljačo, zvoj in upogib (slika 2.3). Opišemo jih z energijskim prispevkom f_{elast} k Landau-de Gennesovi prosti energiji f_{NI} , s čimer dobimo celotno Landau-de Gennesovo prosto energijo [5]:

$$f_{\text{LDG}} = f_{\text{NI}} + f_{\text{elast}}. \quad (2.17)$$

f_{elast} je v tenzorskem zapisu enaka:

$$\begin{aligned} f_{\text{elast}} = & \frac{1}{2}L_1(\partial_k Q_{ij})(\partial_k Q_{ij}) + \frac{1}{2}L_2(\partial_j Q_{ij})(\partial_k Q_{ik}) \\ & + \frac{1}{2}L_3 Q_{ij}(\partial_i Q_{kl})(\partial_j Q_{kl}) + \frac{1}{2}L_4(\partial_k Q_{ij})(\partial_j Q_{ik}), \end{aligned} \quad (2.18)$$

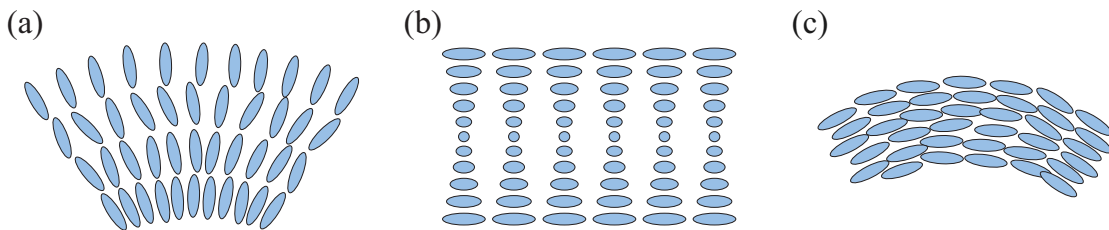
kjer so L_1 , L_2 , L_3 in L_4 elastične konstante. Enačbo (2.18) lahko prepisemo v direktorsko obliko:

$$\begin{aligned} f_{\text{elast}}^{\text{FO}} = & \frac{1}{2}K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2}K_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \\ & + K_{24}\nabla \cdot [\mathbf{n} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{n}) + \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n})]. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Gostoto elastične energije, izračunano po enačbi (2.19), imenujemo *Frank-Oseenova energija* [5]. K_{11} , K_{22} , K_{33} in K_{24} so Frankove elastične konstante, ki jih v odvisnosti od temperature eksperimentalno določimo in teoretično izrazimo s kombinacijo parametrov L_1 , L_2 , L_3 , L_4 in S . Konstanta K_{11} opiše pahljačasto deformacijo s členom $(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 \neq 0$, K_{22} opiše zvojno deformacijo s členom $(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 \neq 0$ in K_{33} opiše upogibno deformacijo s členom $(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \neq 0$. Člen s konstanto K_{24} predstavlja površinski prispevek, ki se ga pogosto zanemari, je pa pomemben v primeru šibke urejenosti tekočokristalnih molekul na površini z močno ukrivljenostjo. Enačbo (2.19) lahko z upoštevanjem približka ene elastične konstante $K_{11} = K_{22} = K_{33} \equiv K$ in $K_{24} = 0$ poenostavimo v:

$$f_{\text{elast}}^{\text{FO}} = \frac{K}{2} \left[(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2 \right], \quad (2.20)$$

ki se pogosto uporablja pri osnovnem modeliranju nematikov [5, 60].



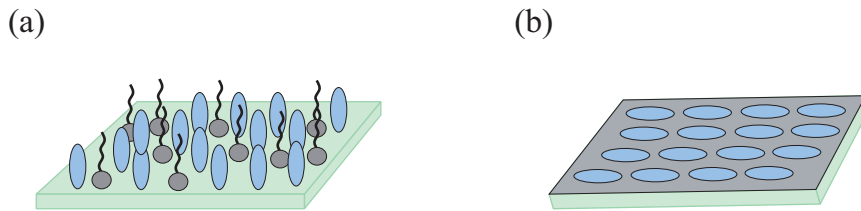
Slika 2.3: Osnovne elastične deformacije nematskega tekočega kristala: (a) pahljača, (b) zvoj in (c) upogib.

2.2.4 Površinsko sidranje

Tekočerkristalne materiale raziskujemo v omejenih geometrijah, kjer površine vsiljujejo preferenčno orientacijo molekul tekočega kristala. Zaradi elastičnih interakcij dolgega dosega orientacija molekul na površini bistveno vpliva na skupek molekul v notranjosti omejene geometrije. Pojav imenujemo *površinsko sidranje* [5]. Na sliki 2.4 je shematski prikaz dveh osnovnih sidranj tekočerkristalnih molekul na stekleni površini, ki ju dosežemo s kemijsko obdelavo površin. Za vzpostavitev pravokotnega oziroma homeotropnega sidranja površino prevlečemo s kemijsko aktivno snovjo oziroma surfaktantom. Za zagotovitev uniformnega planarnega sidranja pa površino s tankim polimernim nanosom večkrat podrgnemo v izbrani smeri. Sidranje molekul tekočega kristala opišemo s členom gostote površinske energije f_{sid} v obliki Rapini-Papoularjevega zapisa [74]:

$$f_{\text{sid}} = -\frac{1}{2}W(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_0)^2. \quad (2.21)$$

Enačba (2.21) upošteva odklon direktorja \mathbf{n} od njegove preferenčne smeri \mathbf{n}_0 ter jakost sidranja W molekul na površini. Gostota površinske energije doseže minimalno vrednost pri $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0$. Jakost sidranja in Frankovo elastično konstanto K lahko povežemo v karakteristično dolžino sidranja $\Lambda = K/W$, ki seže do $1 \mu\text{m}$, v primeru močnega sidranja pa velja $\Lambda \rightarrow 0$. Tipična vrednost W za močno sidranje ustreza približno 10^{-3} J/m^2 , v primeru šibkega sidranja pa pade na 10^{-7} J/m^2 [75].



Slika 2.4: Površinsko sidranje molekul tekočega kristala. (a) Za homeotropno sidranje površino prevlečemo s surfaktantom, ki vsebuje amfifilne molekule. Te se s polarnimi glavami kemijsko vežejo na površino, kar povzroči pravokotno orientacijo molekul tekočega kristala zaradi medsebojnih interakcij. (b) Tekočerkristalne molekule se uredijo planarno, če površino s tankim polimernim nanosom predhodno podrgnemo v izbrani smeri.

2.2.5 Optična anizotropija

Anizotropija je značilna lastnost tekočih kristalov, ki jih bistveno razlikuje od izotropnih tekočin. Izraža se v optičnih, električnih, magnetnih, viskozni in reoloških lastnostih anizotropnih tekočin, saj izvira iz nesferične oblike gradnikov. Pri optični anizotropiji je hitrost širjenja svetlobe skozi plast tekočega kristala odvisna od smeri vpadnega valovanja in njegove polarizacije [5].

Svetloba je elektromagnetno valovanje, ki jo opišemo z Maxwellovimi enačbami in so za primer praznega prostora brez tokov in nabojev oblike [76, 77]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Enačbe opisujejo zveze med jakostjo električnega polja \mathbf{E} , jakostjo magnetnega polja \mathbf{H} , gostoto električnega polja \mathbf{D} in gostoto magnetnega polja \mathbf{B} . Pri tem upoštevamo še zvezo med polji in snovjo:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \underline{\epsilon} \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \underline{\mu} \mathbf{H}, \quad (2.23)$$

kjer je $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ As/Vm}$ permitivnost vakuumu, $\underline{\epsilon}$ dielektrični tenzor snovi, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ permeabilnost vakuumu in $\underline{\mu}$ permeabilnost snovi. Za molekule tekočega kristala privzamemo, da so nemagnetne, pri čemer velja $\underline{\mu} = 1$ [78]. Za enoosni nematik zapišemo dielektrični tenzor $\underline{\epsilon}$ z dvema različnima lastnima vrednostima ϵ_{xx} in ϵ_{zz} [79]:

$$\underline{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

njuna tipična temperaturna odvisnost pa je prikazana na sliki 2.5a. ϵ_{zz} ustreza dielektrični permitivnosti vzdolž daljše (optične) osi molekul tekočega kristala, ϵ_{xx} pa je dielektrična permitivnost, pravokotna na optično os (slika 2.5b). V takšnem mediju električno \mathbf{E} in magnetno polje \mathbf{H} nihata v fazi, hkrati pa sta pravokotna med seboj in na smer širjenja svetlobe \mathbf{r} , ki jo opišemo z valovnim vektorjem \mathbf{k} . Električno komponento monokromatskega valovanja zapišemo kot ravni val [78, 79]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.25)$$

kjer je ω frekvenca valovanja ter \mathbf{E}_0 amplituda nihanja električnega polja. \mathbf{E}_0 je vektor, ki definira polarizacijo svetlobe. Ko takšno valovanje vpade pod poljubnim kotom na molekulo anizotropne oblike, se razdeli na dve komponenti, *redno* (c_o) in *izredno* (c_e). Komponenti hitrosti svetlobe določa lomni količnik $n = \sqrt{n_o^2 + n_e^2}$ (slika 2.5b):

$$c_o = \frac{c_0}{n_o}, \quad c_e = \frac{c_0}{n_e}, \quad (2.26)$$

pri čemer je c_0 hitrost svetlobe v vakuumu. Redna komponenta valovanja se lomi po lomnem zakonu in je linearno polarizirana pravokotno na optično os, njen lomni količnik n_o pa je neodvisen od smeri širjenja. Izredna komponenta valovanja se ne lomi po lomnem zakonu in je linearno polarizirana vzdolž optične osi, njen lomni količnik n_e pa je odvisen od smeri širjenja. Če valovanje vpade na molekulo vzdolž optične osi, potem obe komponenti valovanja potujeta z enako hitrostjo. Lomna količnika v odvisnosti od dielektričnega tenzorja $\underline{\epsilon}$ zapišemo kot [79]:

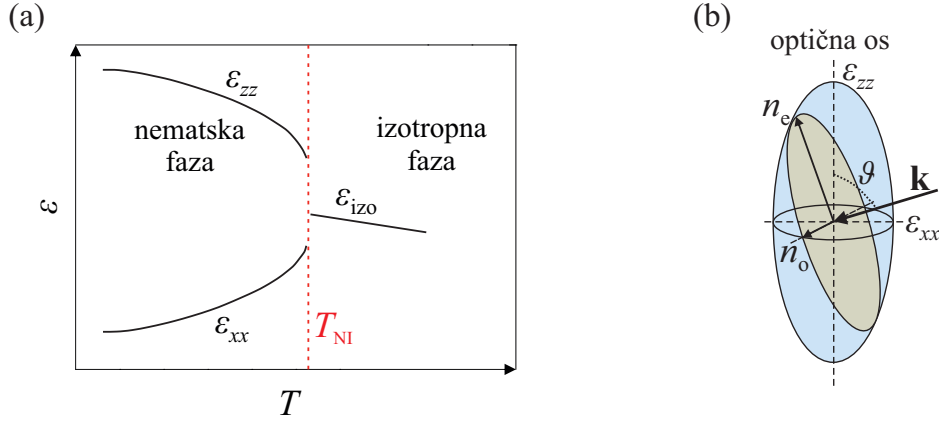
$$n_o^2 = \epsilon_{xx}, \quad \frac{1}{n_e^2} = \frac{\sin^2 \vartheta}{\epsilon_{zz}} + \frac{\cos^2 \vartheta}{\epsilon_{xx}}, \quad (2.27)$$

pri čemer je ϑ kot med vpadnim valovanjem \mathbf{k} na molekulo in optično osjo (slika 2.5b). Razlika med c_o in c_e povzroči fazno razliko v optičnih poteh:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_e - n_o) d, \quad (2.28)$$

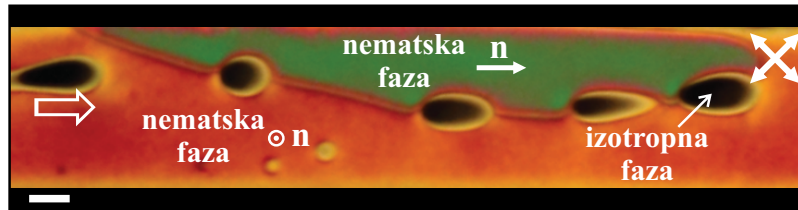
kjer je λ_0 valovna dolžina vpadnega valovanja v vakuumu in d debelina plasti molekul. Razliko med izrednim in rednim lomnim količnikom $\Delta n = n_e - n_o$ imenujemo *optična dvolomnost*. Večina nematskih tekočih kristalov je *optično pozitivnih*

($n_e > n_o$). V nematiku sta lomna količnika odvisna od temperature, z višanjem temperature se n_e zniža in n_o zviša (slika 2.5a). Optična dvolomnost se postopoma zmanjšuje in pri temperaturi faznega prehoda T_{NI} izgine ($\Delta n = 0$). Pod polarizacijskim optičnim mikroskopom opazujemo tekoče kristale v interferenčnih barvah, ki so močno odvisne od debeline vzorca. Barvitost je najbolj izrazita ob pogoju $(n_e - n_o)d \approx 3\lambda_0$. Za uporabljeni nematik 5CB z dvolomnostjo $\Delta n \approx 0.2$ in $\lambda_0 \approx 500\text{nm}$ izračunamo, da so interferenčne barve najbolj intenzivne pri debelini $d \approx 10\mu\text{m}$ [7].



Slika 2.5: **Optična anizotropija.** (a) Temperaturna odvisnost ϵ_{xx} in ϵ_{zz} v nematski fazi, ki po prehodu v izotropno fazo preide v ϵ_{izo} . (b) Elektromagnetno valovanje z valovnim vektorjem \mathbf{k} se pri vpadu na anizotropno molekulo tekočega kristala pod kotom ϑ razdeli na redno in izredno komponento z lomnima količnikoma n_o in n_e , ki potujeta z različno hitrostjo.

Primer optične dvolomnosti vidimo na sliki 2.6. Tik pod faznim prehodom nematske faze v izotropno se v toku nematika 5CB tvorijo posamezne izotropne domene. V polarizirani svetlobi jih zaradi ničelne dvolomnosti vidimo kot temna območja. Del tekočega kristala, ki še je v nematski fazi, pa zaradi optične dvolomnosti vidimo v barvah. Različne barve pomenijo različno orientacijo tekočerkristalnih molekul v kanalčku.



Slika 2.6: **Optična dvolomnost.** Tik pod faznim prehodom nematske faze v izotropno opazimo v toku nematika temne izotropne domene in obarvani nematski stanji, ki se razlikujeta po orientaciji direktorskega polja. Merilo: $25\mu\text{m}$.

Polarizacija valovanja je opis dinamike električnega polja \mathbf{E} v xy -ravnini [77]:

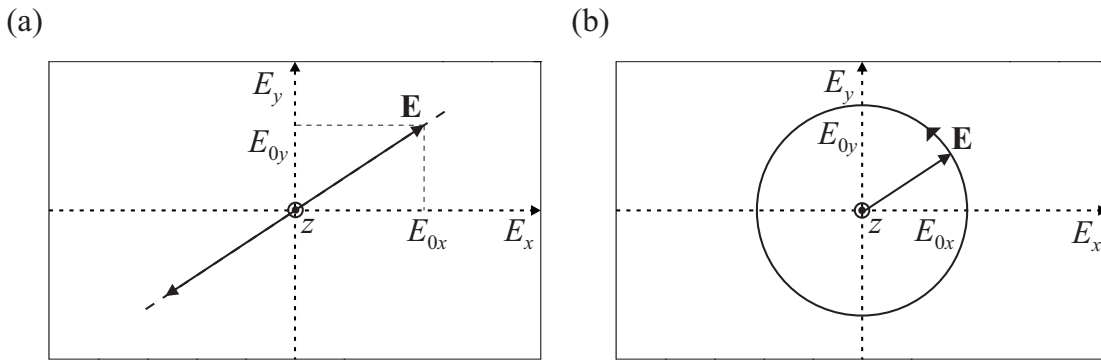
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (E_{0x} \cos(kz + \phi_x), E_{0y} \cos(kz + \phi_y), 0), \quad (2.29)$$

ki je pravokotno na z -smer razširjanja svetlobe z valovnim vektorjem $\mathbf{k} = k(0, 0, 1)$. Obstajata dve neodvisni komponenti linearne polarizacije E_x in E_y , njuna kombinacija pa tvori polarizirano valovanje. Če je njuna fazna razlika $\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$ enaka

$0, \pi, 2\pi, \dots$, potem dobimo linearno polarizirano valovanje, ki je prikazano na sliki 2.7a. Eliptično polarizirano valovanje dobimo, kadar je fazna razlika $\Delta\phi = \pm\pi/2$, to pa ob upoštevanju $E_{0x} = E_{0y}$ preide v krožno polarizirano valovanje (slika 2.7b). Eliptično polarizirano valovanje dobimo tudi pri katerikoli fazni razliki $0 < \Delta\phi < \pi$, le da takrat osi elipse ne sovpadajo s koordinatnimi osmi na sliki 2.7 [77]. Enačbe polariziranega valovanja lahko posplošimo z Jonesovim formalizmom:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{-i\Delta\phi} \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Elementi Jonesovega vektorja \mathbf{J} so normalizirani in se razlikujejo glede na polarizacijo. Pri linearni polarizaciji v x -smeri velja $(1, 0)$, v primeru zasuka za 45° pa $\frac{1}{\sqrt{2}}(1, 1)$ [80].



Slika 2.7: **Razlaga polarizacije.** (a) Linearno polarizirano valovanje s fazno razliko $\Delta\phi = 0$. (b) Levosučno krožno polarizirano valovanje s fazno razliko $\Delta\phi = -\pi/2$, pri čemer velja $E_{0x} = E_{0y}$.

2.2.6 Topološki defekti

Tekoče kristale običajno opazujemo pod polarizacijskim optičnim mikroskopom, delovanje katerega je predstavljeno v razdelku 3.4. Poleg urejenih območij direktorskega polja, ki se kažejo v prelivajočih interferenčnih barvah (slika 1.1b), opazimo v tankih plasteh nematika tudi temna območja nitastih in točkastih *topoloških defektov*, ki povzročajo neurejenost v direktorskem polju in so posledično energijsko neugodni. Topološki defekti so singularnosti v homogenem direktorskem polju oziroma območja, v katerih ureditveni parameter ni definiran [5]. Nastanejo zaradi zloma simetrije pri faznem prehodu iz neurejene izotropne faze v urejeno nematsko fazo pri nižji temperaturi, kar se izrazi v močnih fluktuacijah in reorientacijah molekularnega polja. Defekti po nastanku težijo k anihilaciji, lahko pa jih stabiliziramo s površinami, geometrijsko ograditvijo in zunanji polji [81].

V nematskem tekočem kristalu se defekti pojavijo v obliki linij ali točk [82]. Za opis topoloških lastnosti defektnih oziroma disklinacijskih linij uporabljamo *ovojno število* k , za točkaste defekte pa *topološki naboj* q . Linije so lahko nezaključene ali zaključene v defektno zanko, pri čemer postanejo topološko ekvivalentne točkastim defektom. Moč oziroma ovojno število defektnih linij, ki podaja lokalno simetrijo obdajajočega direktorskega polja v ravnini, izračunamo z integriranjem po sklenjeni

poti Ω okrog jedra defektne strukture [79]:

$$k = \frac{\alpha}{2\pi} \oint_{\Omega} dk. \quad (2.31)$$

V enačbi (2.31) je α kot, ki definira zasuk direktorskega polja v ravnini okrog disklinacijske linije. Najpogostejši so zasuki za π oziroma $-\pi$ in s tem ovojna števila $+1/2$ in $-1/2$ (slika 2.8). Energijo na enoto dolžine F_d za disklinacijsko linijo v okviru Oseen-Frankove elastičnosti izračunamo kot [83]:

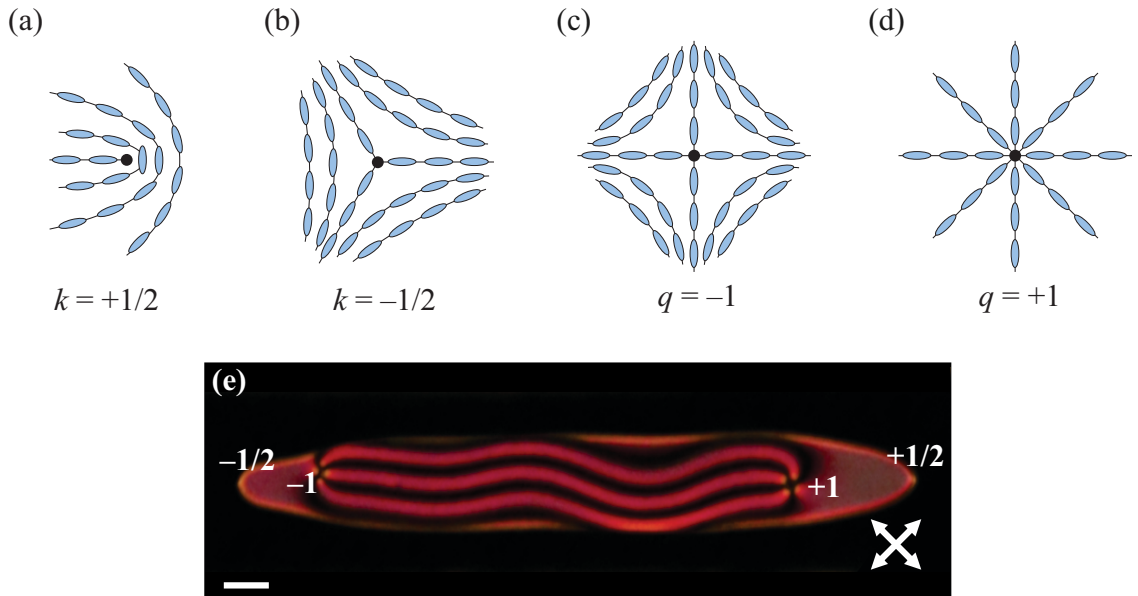
$$F_d = \frac{\pi}{4} K \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{R}{r_c} \right), \quad (2.32)$$

kjer je R polmer zanke in r_c polmer jedra defekta.

Topološki naboj q točkastega defekta v direktorskem polju nematika izračunamo z integralom po zaključeni površini σ , ki obdaja jedro defekta [79]:

$$q = \frac{1}{8\pi} \oint_{\sigma} \epsilon_{ijk} \mathbf{n} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_j} \times \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_k} \right) dS_i. \quad (2.33)$$

V enačbi (2.33) je ϵ_{ijk} popolnoma asimetrični Lévi-Civita tenzor, x_i kartezične koordinate, integral po zaključeni ploskvi pa je podoben Gaussovemu izreku v elektrostatiki. Tipična točkasta defekta v nematiku s topološkim nabojem ± 1 sta shematsko in nazorno prikazana na sliki 2.8. Defekti z enakim topološkim nabojem se med seboj odbijajo, defekti nasprotnih predznakov pa se privlačijo in izničijo, pri čemer velja zakon o ohranitvi topološkega naboja [83]. Slika 2.8e prikazuje topološke defekte v nematski domeni pod polarizacijskim optičnim mikroskopom.



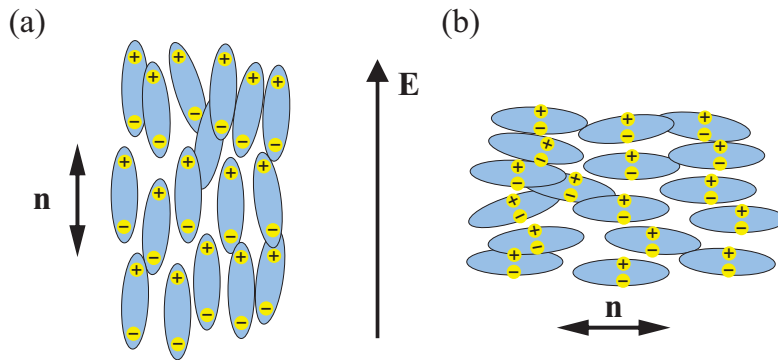
Slika 2.8: **Topološki defekti.** (a,b) Prerez disklinacijskih linij z ovojnim številom $k = \pm 1/2$. (c,d) Točkasta defekta s topološkim nabojem $q = \pm 1$. (e) Topološki defekti v nematiku pod polarizacijskim optičnim mikroskopom. Prerez disklinacije se zvezno zavrti iz $-1/2$ v $+1/2$. Merilo: 25 μm .

2.2.7 Učinki električnega polja

Molekule nematskega tekočega kristala imajo zaradi dielektrične anizotropije in polarizacijskega učinka izjemen odziv na zunanje električno polje. To deluje na molekule z navorom, ki prispeva dodatni člen h gostoti proste energije in ga imenujemo gostota električne energije f_{elek} [4]:

$$f_{\text{elek}} = -\frac{1}{2}\epsilon_0\Delta\epsilon(\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})^2. \quad (2.34)$$

V enačbi (2.34) je $\Delta\epsilon$ dielektrična anizotropija, definirana kot $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$. V zunanjem električnem polju se v molekulah inducira električni dipolni moment, ki je poravnan v smeri vzporedno ali pravokotno glede na dolgo os molekul (slika 2.9). V primeru vzporedne postavitve se dolga os molekul poravnava vzporedno z električnim poljem, pri čemer velja $\Delta\epsilon > 0$. V primeru pravokotne urejenosti pa se dolge osi molekul poravnajo pravokotno na električno polje in velja $\Delta\epsilon < 0$. V splošnem se molekule tekočega kristala orientirajo tako, da je f_{elek} minimalna [4, 83]. Večina nematikov ima pozitivno dielektrično anizotropijo, ki je v primeru uporabljenega 5CB enaka ≈ 11 [84]. Za tekoči kristal CCN, ki sem ga prav tako uporabljal v eksperimentih, je značilna negativna dielektrična anizotropija med -6 in -3 [85].



Slika 2.9: Vpliv električnega polja na molekule tekočega kristala. (a) Molekule se poravnajo vzporedno z električnim poljem \mathbf{E} , če je inducirani električni dipolni moment vzporeden z dolgo osjo molekul ($\Delta\epsilon > 0$). (b) Ko je električni dipolni moment inducirani vzdolž kratke osi molekul, se te poravnajo pravokotno na električno polje ($\Delta\epsilon < 0$) [4].

2.3 Nematodinamika

Nematodinamika oziroma tok nematskega tekočega kristala se zaradi anizotropne viskoznosti in elastičnega odziva na deformacije razlikuje od toka običajnih tekočin. Enačbe hidrodinamike so kompleksnejše, saj je direktorsko polje \mathbf{n} tekočega kristala dodatna hidrodinamska spremenljivka, ki je sklopljena s hitrostnim poljem \mathbf{v} . Nematodinamiko lahko teoretično opišemo z dvema različnima pristopoma: *makroskopskim* in *mikroskopskim*. Makroskopska obravnava, znana pod imenom *Ericksen-Leslie-Parodijeva hidrodinamska teorija*, poveže Navier-Stokesovo enačbo (2.4) z enačbami za elastičnost nematika. Teorija upošteva enoosnost molekul tekočega kristala, direktorska slika pa temelji na klasični mehaniki [86]. Drugi, mikro-

skopski pristop, ki ga je razvila skupina iz Harvarda, temelji na korelacijskih funkcijah [5]. Za opis se najpogosteje uporablja makroskopski pristop, ki ga za preproste sisteme rešujemo analitično in je predstavljen v nadaljevanju. Ker v eksperimentih pogosto obravnavamo tudi pojave s topološkimi defekti, ki niso analitično rešljivi, se zadnji dve desetletji večinoma uporablja numerično modeliranje s tenzorskim opisom direktorskega polja [60, 61, 87]. Ti modeli povezujejo hitrostno polje s spreminjajočo se stopnjo urejenosti sistema, v primeru konstantne urejenosti pa se poenostavijo v Ericksen-Leslie-Parodijeve enačbe [88–92]. V doktorskem delu uporabim predvsem rezultate numeričnega *Beris-Edwardsovega modela* [87], ki je predstavljen v nadaljevanju.

2.3.1 Ericksen-Leslie-Parodijeve enačbe

Začetki Ericksen-Leslie-Parodijeve hidrodinamske teorije segajo v 60. leta prejšnjega stoletja. Glavni spremenljivki v modelu sta direktorsko in hitrostno polje, za povprečno lokalno orientacijo molekul pa se uporablja direktor \mathbf{n} . Za opis dinamike nestisljivih ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$) nematskih tekočih kristalov še vedno velja Navier-Stokesova enačba (2.5), opisana v razdelku 2.1.2. V tej različici enačbe z napetostnim tenzorjem izrazimo anizotropne elastične lastnosti nematika ($\underline{\sigma}^v$) in njegov elastični odziv ($\underline{\sigma}^e$) [60, 86]:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot (\underline{\sigma}^v + \underline{\sigma}^e). \quad (2.35)$$

Ker so za mikrofluidično okolje značilna majhna Reynoldsova števila in laminarni tok tekočine, je člen $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ v enačbi (2.35) zanemarljiv. Obenem privzamemo še stacionarni tok ($\partial \mathbf{v} / \partial t = 0$), saj je relaksacija hitrostnega polja v primerjavi z direktorskim poljem takojšnja. Tako se Navier-Stokesova enačba (2.35) poenostavi v [60, 86]:

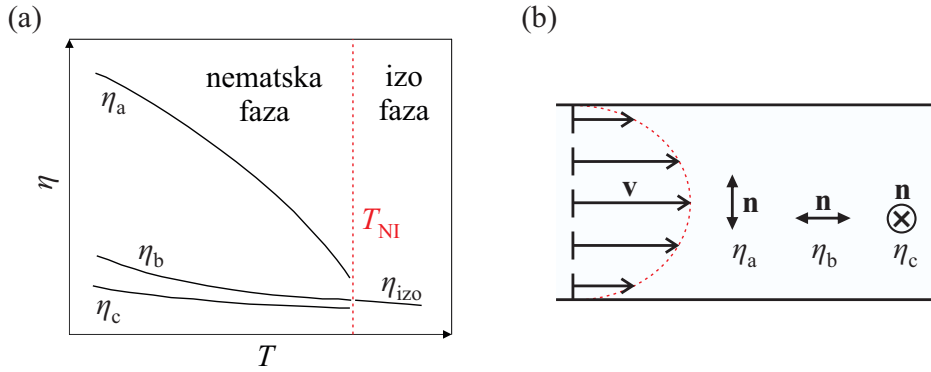
$$0 = -\nabla p + \nabla \cdot (\underline{\sigma}^v + \underline{\sigma}^e). \quad (2.36)$$

V nasprotju s tokom izotropnih tekočin tekoči kristal nima le ene, temveč več strižnih viskoznosti η , ki se imenujejo po Miesowiczu [93]. Ločimo tri osnovne strižne viskoznosti: η_a , η_b in η_c . Odvisne so od temperature sistema (slika 2.10a) in se razlikujejo po tem, kako se direktorsko polje poravnava s tokom tekočega kristala in z gradientom hitrosti $\nabla \mathbf{v}$ (slika 2.10b) [86, 94]. $\underline{\sigma}^v$ se izpelje iz disipativne funkcije \mathcal{D} , ki poleg izotropnega dela \mathcal{D}^{izo} upošteva še direktor n_i , njegov časovni odvod \dot{n}_i in gradient hitrosti $\partial_j v_i$ [60, 86]:

$$\begin{aligned} \mathcal{D} = & \mathcal{D}^{\text{izo}} + \\ & + \frac{1}{2} \xi_1 (\partial_i v_j n_i)^2 + \frac{1}{2} \xi_2 (\partial_i v_j n_j)^2 + \frac{1}{2} \xi_3 (\partial_i v_j n_i) (\partial_i v_j n_j) + \\ & + \frac{1}{2} \xi_4 (\partial_i v_j n_i n_j)^2 + \frac{1}{2} \xi_5 \partial_i v_j n_i \dot{n}_j + \frac{1}{2} \xi_6 \partial_i v_j \dot{n}_i n_j + \frac{1}{2} \xi_7 \dot{n}_i \dot{n}_i. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Koeficiente ξ_i pogosto nadomestimo s šestimi viskoznostnimi koeficienti α_i , znanimi pod imenom Lesliejevi koeficienti. Viskoznostni napetostni tenzor σ_{ij}^v z upoštevanjem direktorja in Lesliejevih koeficientov zapišemo kot [60, 86]:

$$\sigma_{ij}^v = \alpha_1 n_i n_j n_k n_l D_{kl} + \alpha_2 n_j N_i + \alpha_3 n_i N_j + \alpha_4 D_{ij} + \alpha_5 n_j n_k D_{ik} + \alpha_6 n_i n_k D_{jk}. \quad (2.38)$$



Slika 2.10: **Strižne viskozности nematika.** (a) Tipični potek strižnih viskoznosti η_a , η_b in η_c v odvisnosti od temperature T sistema, ki v izotropni fazi preidejo v viskoznost η_{izo} . (b) Njihove vrednosti določimo z eksperimentom, pri katerem z močnim magnetnim poljem orientiramo direktorsko polje \mathbf{n} v tri različne smeri glede na gradient hitrosti nematika \mathbf{v} [94].

V enačbi (2.38) je D_{ij} simetrični tenzor gradienta hitrosti in velja $D_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i v_j + \partial_j v_i)$. N_i predstavlja hitrost spremembe direktorja glede na lokalno vrtenje tekočine in je oblike:

$$N_i = \dot{n}_i - \frac{1}{2}((\nabla \times v) \times n)_i. \quad (2.39)$$

V enačbi (2.38) sta člena z α_2 in α_3 znana kot *aktivna* člena, saj določata tok pri rotaciji direktorskega polja. Členi z α_1 , α_5 in α_6 so *pasivni* členi, saj opišejo anizotropijo viskoznosti. Člen z α_4 obstaja tudi v primeru izotropne tekočine [60, 86]. Pri izračunu elastičnih sil, ki prav tako prispevajo k reorientacijski dinamiki direktorja, upoštevamo, da deformacija sistema spremeni krajevne odvode ureditvenega parametra oziroma gostoto proste energije [59]:

$$\sigma_{ij}^e = -\frac{\partial f_{\text{elast}}^{\text{FO}}}{\partial(\partial_i n_k)} \partial_j n_k. \quad (2.40)$$

Enačba (2.40) upošteva dejstvo, da hidrodinamski tok nematika deformira direktorsko polje in da velja tudi obratno, kar imenujemo “*backflow*” učinek [5, 59]. Elastične sile v direktorskem polju lahko z uporabo Euler-Lagrangevega formalizma preoblikujemo v zapis elastičnega molekularnega polja h_i^e :

$$h_i^e = -\frac{\partial f_{\text{elast}}^{\text{FO}}}{\partial n_i} + \partial_j \left(\frac{\partial f_{\text{elast}}^{\text{FO}}}{\partial(\partial_j n_i)} \right). \quad (2.41)$$

Prispevek termodinamskih viskoznih sil pa dobimo z diferenciacijo disipativne funkcije \mathcal{D} glede na \dot{n}_i :

$$h_i^v = \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial \dot{n}_i}. \quad (2.42)$$

Fizikalni pomen ima samo molekularno polje, ki je pravokotno na direktorsko polje $\mathbf{H} = \{\mathbf{h}\}_{\perp \mathbf{n}}$. Pri zapisu tako upoštevamo, da na direktorsko polje vplivajo samo pravokotni členi elastičnih in viskoznih sil [59, 60]:

$$\gamma_1 \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} + \gamma_1 (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{n} = \mathbf{H} - \gamma_1 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{n})_{\perp \mathbf{n}} + \frac{1}{2} \gamma_1 (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{n}, \quad (2.43)$$

kjer molekularnemu polju \mathbf{H} in strižnim napetostim \mathbf{A} nasprotuje viskozno dušenje z *rotacijsko viskoznostjo* $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$. Enačba (2.43) poveže direktorsko polje s hitrostnim poljem ter skupaj z Navier-Stokesovo enačbo (2.35) in pogojem za nestisljivost opiše nematodinamiko na klasičen način, ki jo poznamo pod imenom Ericksen-Leslie-Parodijeva hidrodinamska teorija [60].

Za kvalitativno določanje dinamike tekočih kristalov lahko preko dolžinske in časovne skale definiramo brezdimenzijska števila. Najbolj reprezentativno je Reynoldsovo število, ki v primeru nematika zavzame vrednosti:

$$Re \sim \frac{\rho K}{\gamma_1^2} \approx 10^{-4} \sim 10^{-6}. \quad (2.44)$$

Zaradi elastičnih sil, ki vplivajo na direktor, je smiselno določiti še *Ericksenovo število*. Definirano je kot razmerje med viskozni in elastičnimi silami:

$$Er = \frac{\eta v l}{K}, \quad (2.45)$$

pri čemer je l tipična dolžina kanalčka. Pri majhnih Ericksenovih številih elastični členi povzročijo dinamiko direktorja, medtem ko je dinamika pri velikem Ericksenovem številu odvisna od hitrostnega polja. V mikrofluidičnem PDMS kanalčku je za šibki tokovni režim nematika značilno $Er \approx 1$, v režimu hitrega toka pa $Er \approx 20$ [60, 61].

2.3.2 Beris-Edwardsov model

Ericksen-Leslie-Parodijeva teorija nematodinamike se že desetletja uporablja za opis toka nematika v različnih geometrijah celic in kanalčkov, vendar ne zadostuje za opis topoloških defektov in biaksialnosti. Zato sta Beris in Edwards predlagala nov model, ki temelji na tenzorskem ureditvenem parametru \underline{Q} [62, 87, 95]. Model upošteva Navier-Stokesovo enačbo, pri čemer se napetostni tenzor izračuna iz tenzorskega ureditvenega parametra, pogoja za nestisljivost pa takrat ni treba upoštevati. Dinamiko Q_{ij} izračunamo z enačbo [60, 62]:

$$\frac{dQ_{ij}}{dt} - S_{ij}(W_{ij}, Q_{ij}) = \Gamma H_{ij}, \quad (2.46)$$

kjer je H_{ij} tenzorsko molekularno polje in Γ kolektivna rotacijska difuzijska konstanta. Funkcija $S_{ij}(W_{ij}, Q_{ij})$ predstavlja spremembe direktorja in ureditvenega parametra zaradi tokov, kar zapišemo z zvezo [60]:

$$\begin{aligned} S_{ij}(W_{ij}, Q_{ij}) = & (\zeta D_{ik} + \Omega_{ik}) \left(Q_{kj} + \frac{\delta_{kj}}{3} \right) + \left(Q_{ik} + \frac{\delta_{ik}}{3} \right) (\zeta D_{kj} - \Omega_{kj}) - \\ & - 2\zeta \left(Q_{ij} + \frac{\delta_{ij}}{3} \right) Q_{kl} W_{lk}. \end{aligned} \quad (2.47)$$

V enačbi (2.47) sta $D_{ij} = \frac{1}{2}(W_{ij} + W_{ji})$ simetrični in $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(W_{ij} - W_{ji})$ antisimetrični del tenzorja gradienta hitrosti $W_{ij} = \partial_i v_j$. ζ je parameter, odvisen od oblike molekul, in določa, kako se direktorsko polje odziva na strižni tok. Navier-Stokesovo enačbo tokrat preoblikujemo v [60, 62]:

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_j \partial_j) v_i \right) = \partial_j \tau_{ij} + \partial_j \sigma_{ij} + \eta \partial_j \left[\left(\delta_{ij} - 3 \frac{\partial p_0}{\partial \rho} \right) \partial_k v_k + \partial_i v_j + \partial_j v_i \right], \quad (2.48)$$

kjer je η izotropna viskoznost in p_0 hidrostatski tlak. Enačba (2.48) upošteva simetrični napetostni tenzor σ_{ij} :

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} = & -p_0\delta_{ij} + 2\eta D_{ij} - \zeta H_{ik} \left(Q_{kj} + \frac{1}{3}\delta_{kj} \right) - \\ & - \zeta \left(Q_{ik} + \frac{1}{3}\delta_{ik} \right) H_{kj} + 2\zeta \left(Q_{ij} + \frac{1}{3}\delta_{ij} \right) Q_{kl} H_{kl} - \\ & - \partial_i Q_{kl} \frac{\delta F}{\delta \partial_j Q_{kl}} \end{aligned} \quad (2.49)$$

in antisimetrični napetostni tenzor τ_{ij} :

$$\tau_{ij} = Q_{ik} H_{kj} - H_{ik} Q_{kj}. \quad (2.50)$$

S tem povežemo tok tekočega kristala z nematskim ureditvenim parametrom, kar je znano pod imenom “backflow”. To pomeni, da relaksacija ureditvenega parametra povzroči tok, ta pa vpliva nazaj na dinamiko ureditvenega parametra.

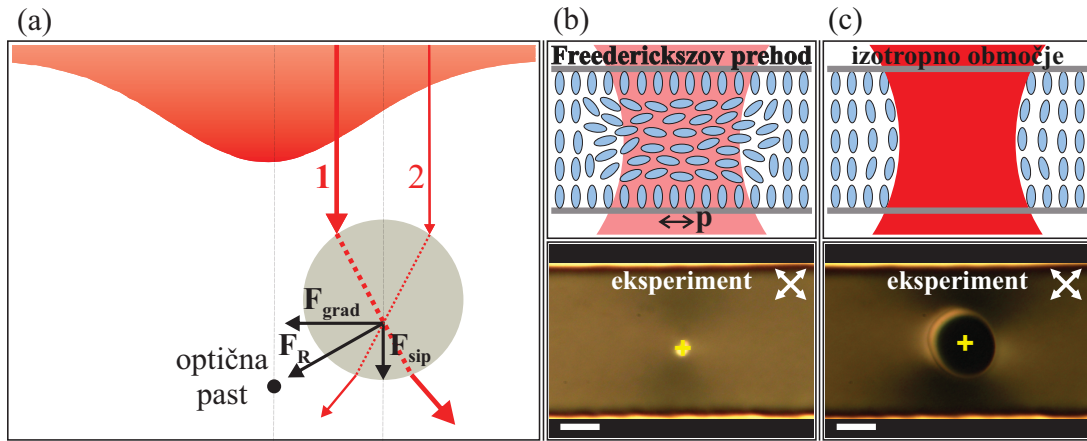
Dinamika tekočega kristala, opisana z Beris-Edwardsovim modelom, analitično ni rešljiva. Posledično se jo rešuje numerično, največkrat s hibridno mrežno Boltzmannovo metodo [63], pri čemer tenzorski model ureditvenega parametra sklopimo z Navier-Stokesovo enačbo [60, 62]. Oba teoretična pristopa, tako analitični Ericksen-Leslie-Parodijev model kot numerični Beris-Edwardsov model, sta bila uporabljena za opis in razlago eksperimentov v okviru doktorskega dela. Implementacijo enačb in numerične simulacije sta izvedli skupini teoretičnih fizikov z Univerze v Ljubljani in Univerze v Chicagu.

2.4 Optična manipulacija

Optična pinceta, imenovana tudi *laserska pinceta*, je nanotehnološko orodje, s katerim na kontroliran način ujame in premikamo mikroskopske delce v tekočinah z močno fokusirano lasersko svetlobo. Začetki optične manipulacije segajo v leto 1970, ko je ameriški fizik Arthur Ashkin kot prvi uporabil svetlobni tlak laserja za premikanje dielektričnih delcev [96]. Kasneje, leta 1986, je skupaj s sodelavci razvil napredno tridimenzionalno optično past s fokusiranim laserskim žarkom [97], danes znano pod imenom optična pinceta [98–100]. Uporabnost pincete se je hitro razširila na različna področja bioloških sistemov, saj poleg premikanja delcev omogoča tudi merjenje sil na ujeti delec v območju pikonewtonov. Dandanes se optična pinceta uporablja predvsem v raziskavah različnih biomolekulskih procesov in mikroreologiji mehke snovi [101–104].

Optična manipulacija delcev temelji na elektromagnetnih interakcijah med močno fokusirano lasersko svetlobo (običajno z Gaussovim profilom intenzitete) in dielektričnim delcem, katerega lomni količnik je večji od lomnega količnika okoliške tekočine. V bližini gorišča laserskega snopa na delec deluje optična sila, sestavljena iz gradientne in sipalne komponente, kot je prikazano na sliki 2.11a. Gradientna komponenta \mathbf{F}_{grad} , ki deluje v smeri največje intenzitete oziroma proti gorišču laserskega snopa poskrbi, da se dielektrični delec ujame v gorišče. Sipalna komponenta \mathbf{F}_{sip} , ki nastane zaradi odboja svetlobe na površini delca, pa deluje v smeri širjenja svetlobe in potiska delec izven gorišča. Delec se ujame v gorišče laserskega snopa oziroma v optično past, ko je gradientna komponenta večja od sipalne. V primeru,

ko je okoliški medij izotropna tekočina, lahko optično ujamemo samo delce, katerih lomni količnik je večji od lomnega količnika medija. V primeru manjšega lomnega količnika delcev pa se ti od optične pasti odbijajo. V splošnem je velikost sile pri optični manipulaciji odvisna od velikosti in oblike delca, razlike lomnih količnikov med delcem in okoliškim medijem ter od gradienta intenzitete laserske svetlobe [104, 105].



Slika 2.11: **Optična manipulacija.** (a) Shematski prikaz optičnega ujetja dielektričnega delca z Gaussovim profilom laserskega snopa. Če je delec večji od valovne dolžine svetlobe, opišemo optične sile z geometrijsko optiko. Intenziteta laserskega snopa je na levi strani delca (žarek 1) večja kot na desni strani (žarek 2), kar povzroči rezultanto sil proti optični pasti [104]. (b, c) Optična pinceta v mikrofluidičnem kanalčku s homeotropnim površinskim sidranjem nematika. Anizotropne tekočerkristalne molekule se pri manjši moči laserskega snopa poravnajo tako, da je njihova dolga os vzporedna s polarizacijo laserske svetlobe \mathbf{p} (kadar velja $\Delta\epsilon > 0$), v primeru večje moči pa tekoči kristal lokalno stalimo v izotropno fazo. Rumeni križec na eksperimentalnih slikah označuje središče laserskega snopa. Merilo: 25 μm .

Optične sile glede na velikost sferičnih delcev teoretično obravnavamo na tri različne načine [104]. V režimu *žarkovne optike*, kjer je velikost delca mnogo večja od valovne dolžine laserske svetlobe, lahko sile s Fresnelovimi enačbami izračunamo analitično. Princip lovljenja delcev ponazorimo z geometrijsko optiko (slika 2.11a). Sistem je analitično rešljiv tudi v Rayleighovem režimu, kjer je velikost delca znatno manjša od valovne dolžine laserske svetlobe. V praksi se običajno uporablja delce, katerih dimenzija je primerljiva z valovno dolžino svetlobe. Takrat smo v Mieovem režimu, optične sile pa se zaradi kompleksnosti računajo numerično [101, 105].

V eksperimentih s tekočimi kristali uporabljamo lasersko pinceto za premikanje majhnih dielektričnih delcev, lokalno segrevanje vzorca in povezovanje defektnih struktur preko toplotnih učinkov v okoliškem mediju [7, 58, 106–109]. Električno polje \mathbf{E} laserskega snopa optične pincete lahko v fokusirani točki doseže do 10^6 V/m. Električno polje je polarizirano, največkrat linearno, pri čemer niha v smeri pravokotno glede na smer širjenja snopa (razdelek 2.2.5). Zaradi močne sklopitve med električnim poljem in dielektrično anizotropijo molekul tekočega kristala deluje električno polje na molekule z mehanskim navorom in teži k njihovi orientaciji v smeri minimalne proste energije. Ko vrednost \mathbf{E} preseže prag, pride do zasukov molekul v smeri polarizacije \mathbf{p} električnega polja, kar imenujemo *Freederickszov prehod* [79]. V vzorcu tekočega kristala pod optičnim mikroskopom s prekržanimi polarizatorji

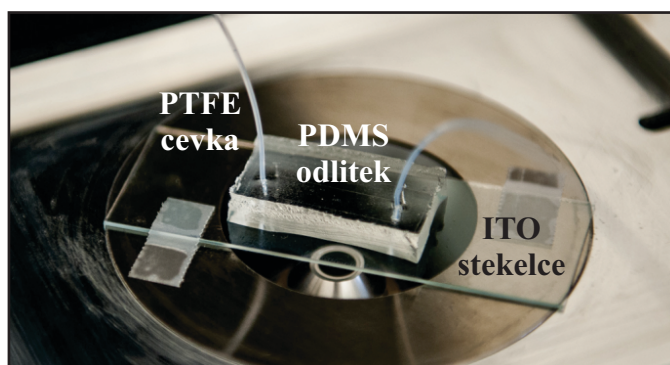
opazimo to kot svetlo točko (slika 2.11b). Če intenziteto laserskega snopa na vzorcu še povečujemo, se nematski tekoči kristal lokalno segreje v izotropno fazo. Pri tem se tvori majhen izotropni otoček, ki ga pod polarizacijskim mikroskopom vidimo kot temno piko (slika 2.11c). Z lokalnim segrevanjem v tekočem kristalu povzročimo lokalni gradient ureditvenega parametra S , s čimer povzročimo tudi spremembo dvolomnosti. Sprememba v ureditvenem parametru deluje na delce kot privlak, ne glede na to ali je njihov lomni količnik manjši od lomnega količnika tekočega kristala [56, 58]. To pomeni, da lahko v tekočem kristalu optično ujамemo tudi delce z manjšim lomnim količnikom. Pojav imenujemo “prepovedano” optično ujemanje [79].

Materiali in eksperimentalne metode

V tem poglavju so predstavljeni materiali in eksperimentalne metode, ki sem jih uporabljal pri raziskovalnem delu. Najprej na kratko opišem materiale in postopke za izdelavo mikrofluidičnih čipov. Sledi opis funkcionalizacije mikrofluidičnih kanalčkov za eksperimente s tekočimi kristali. Nazadnje predstavim osnove optične polarizacijske mikroskopije, lasersko pinceto, sistem za natančno tlačno regulacijo mikrofluidičnih tokov, temperaturno kontrolo in uporabo električnega polja.

3.1 Uporabljeni materiali

Tekoče kristale sem opazoval v mikrofluidičnih kanalčkih, sestavljenih iz tankih stekelc, strjenega elastomera PDMS in politetrafluoretilnih (PTFE) cevk (slika 3.1). Uporabljal sem 0.7 mm debela stekelca z naparjenim tankim prozornim slojem indij-kositrovega oksida (ITO, Xinyan Technology). Zaradi prevodne ITO plasti sem lahko v mikrofluidičnih kanalčkih z lasersko svetlobo lokalno segreval tekoči kristal. Elastomer PDMS s kemijsko formulo $(-\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{O})_n$ spada v skupino polimerov, ki so v veliki meri podobni silikonskim oljem. PDMS (Sylgard 184) je pri sobni temperaturi v tekočem stanju, pred uporabo za izdelavo odlitkov pa ga zmešamo s PDMS reagentom (Sylgard 184) in toplotno obdelamo. Tako dobimo strjen, prozoren PDMS, katerega tipične lastnosti so navedene v tabeli 3.1 [8].



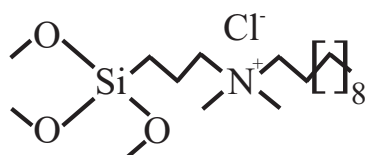
Slika 3.1: Mikrofluidični kanalček iz elastomera PDMS. Sestavljen je iz ITO stekelca, PDMS odlitka in PTFE cevk za pretakanje tekočin.

Poglavje 3. Materiali in eksperimentalne metode

Tabela 3.1: Fizikalno-kemijske lastnosti elastomera PDMS [8].

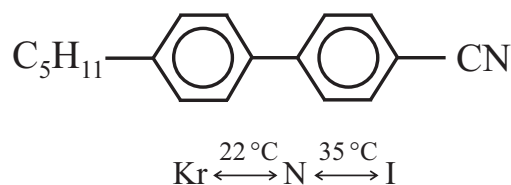
fizikalna lastnost	vrednost oziroma karakteristika
gostota	$\sim 0.9 \text{ kg/m}^3$
transparentnost	prepušča svetlobo v območju [300 - 2000] nm
prožnostni modul	$\sim 750 \text{ kPa}$
toplotna prevodnost	$\sim 0.2 \text{ W/mK}$
površinska energija	$\sim 20 \text{ mN/m}$
prepustnost	prepusten za pline in nepolarna organska topila, slabo prepusten za vodo
reaktivnost	inerten, oksidativen s plazmo

Stene mikrofluidičnih kanalčkov sem za proučevanje toka nematskih tekočih kristalov kemično obdelal s silanom N,N-dimetil-N-octadecil-3-aminopropil-trimetoksilil klorid (DMOAP, ABCR). Ta silan zagotavlja močno homeotropno (pravokotno) površinsko sidranje [110], njegova kemijska formula pa je prikazana na sliki 3.2.



Slika 3.2: Strukturna formula molekule DMOAP [25].

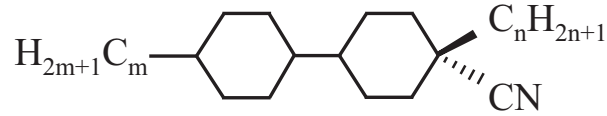
Pri svojem delu sem uporabljal monomerni tekoči kristal 5CB (Synthon Chemicals), znan tudi pod oznako K15. Molekula 5CB je podolgovate oblike, njeno sredico sestavljata dva benzenova obroča. Na njunih koncih sta pripeti dolga gibljiva alkilna veriga (C_5H_{11}) in močno polarna nitrilna (CN) skupina (slika 3.3). Tekoči kristal 5CB je enoosni zaradi cilindrične simetrije in pri sobni temperaturi tvori nematsko fazo. Pri temperaturi 35°C nematska faza preide v izotropno, pod 22°C pa se nematik kristalizira v trdno stanje [7, 111]. V tabelah 3.2 do 3.5 so prikazane tipične vrednosti nekaterih fizikalnih lastnostih tekočega kristala 5CB [25, 84].



Slika 3.3: Strukturna formula molekule tekočega kristala 5CB [111].

Dodatno sem raziskal tudi tok tekočih kristalov CCN (4,4'-dialkyl-(1 α , 1' α -bicyclohexyl)-4 β -carbonitrile) z nizko optično dvolomnostjo ($\Delta n \approx 0.03$) [85]. Te molekule so sestavljene iz dveh cikloheksanskih obročev, na katera sta pripeti različno dolgi alkilni skupini ($\text{C}_m\text{H}_{2m+1}$, $\text{C}_n\text{H}_{2n+1}$) in CN skupina, kot prikazuje strukturna formula na sliki 3.4 [112, 113]. V nasprotju z nematikom 5CB imajo ti tekoči kristali negativno dielektrično anizotropijo z vrednostjo od -6 do -3 . Imajo kristalno in nematsko fazo, pri sobni temperaturi pa se običajno nahajajo v smektični fazi [85].

Pri eksperimentih sem uporabljal mešanico CCN-36 in CCN-55 (Merck) v razmerju 1:1, s čimer sem dobil nematsko fazo že pri sobni temperaturi.



Slika 3.4: Strukturna formula molekule tekočega kristala CCN[113].

Tabela 3.2: Vrednosti elastičnih konstant (K_i) in koeficientov viskoznosti (η_i, γ_1) tekočega kristala 5CB v nematski (pri $T = 25^\circ\text{C}$) in izotropni fazi (pri $T = 36^\circ\text{C}$) [25].

T ($^\circ\text{C}$)	K_{11} (pN)	K_{22} (pN)	K_{33} (pN)	η_a (mPas)	η_b (mPas)	η_c (mPas)	γ_1 (mPas)
25	6.4	3.2	9	123	43	22	77
36	4.9	2	4	26	26	26	/

Tabela 3.3: Vrednosti Lesliejevih koeficientov (α_i) tekočega kristala 5CB v nematski fazi (pri $T = 26^\circ\text{C}$) [25].

T ($^\circ\text{C}$)	α_1 (mPas)	α_2 (mPas)	α_3 (mPas)	α_4 (mPas)	α_5 (mPas)	α_6 (mPas)
26	-6	-81.2	-3.6	65.2	64	-20.8

Tabela 3.4: Vrednosti lomnih količnikov (n_e, n_o) tekočega kristala 5CB v nematski (pri $T = 25^\circ\text{C}$) in izotropni fazi (pri $T = 36^\circ\text{C}$) [25].

T ($^\circ\text{C}$)	n_e	n_o	Δn
25	1.727	1.539	0.188
36	1.65	1.65	0

Tabela 3.5: Vrednosti dielektričnih konstant ($\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}$) tekočega kristala 5CB v nematski fazi (pri $T = 25^\circ\text{C}$) [84].

T ($^\circ\text{C}$)	ϵ_{\parallel}	ϵ_{\perp}	$\Delta\epsilon$
25	19.7	6.6	13.1

3.2 Načrtovanje in izdelava mikrofluidičnih kanalčkov

Mikrofluidične kanalčke različnih geometrijskih oblik sem izdeloval po standardnih postopkih litografije [8]. Najprej sem z računalniškim orodjem CAD (Cleun in DraftSight) izrisal načrt za različne oblike mikrofluidičnih kanalčkov s širino med 40 μm in 200 μm in jih dal tiskati v visoki ločljivosti (~ 5000 dpi) na fotografsko folijo (Elgoline d.o.o.). Transparentna folija s strukturami mikrokanalčkov je služila kot *fotomaska*, s katero sem se najprej lotil *fotolitografije* [8, 64, 65, 114]. S fotolitografijo razvijemo mikronske strukture kanalčkov na izbranem substratu, ki je običajno steklo ali silicij. Ker razne nečistoče in neželena ultravijolična (UV) svetloba vplivajo na razvijanje struktur, sem fotolitografijo opravljal v čistih prostorih na Institutu “Jožef Stefan”. Metodo sestavljajo štiri zaporedni koraki, ki so shematsko prikazani na sliki 3.5a in opisani v nadaljevanju.

i) Priprava substrata

V prvem koraku izberemo kemijsko obstojen, raven substrat, ki ga ustrezno očistimo in površinsko obdelamo. Uporabljal sem okrogle silicijeve rezine s premerom 5 cm (Si-Mat). Pred uporabo sem jih čistil v UV čistilcu (angl. “*UVO-cleaner*”, Jelight Company) približno 10 minut, s čimer so bile s površine odstranjene organske nečistoče, hkrati pa so se ustvarili boljši pogoji za adhezijo pozneje nanešenih plasti. Pogoje za adhezijo sem dodatno izboljšal z nanosom približno 250 μL adhezijskega promotorja MCC Primer 80/20 (MicroChem). Nato sem rezine namestil na centrifugalni premazovalnik (angl. “*spin coater*”, Laurell) in jih vrtel z 2000 vrtljaji na minuto 20 sekund. Takoj za tem sem substrate s tankim nanosom promotorja položil na grelno ploščo (C-MAG HS 7, IKA) s temperaturo 120 $^{\circ}\text{C}$ za 5 minut in s tem preprečil morebitno adhezijo molekul vode.

ii) Nanos fotorezista

V naslednjem koraku sem na sobno temperaturo ohlajene silicijeve rezine z adhezivskim promotorjem nanesel izbrani *fotorezist* oziroma polimerno snov, ki je občutljiva na UV svetlobo. V splošnem razlikujemo dve vrsti fotorezistov: pozitivne in negativne. Pri pozitivnih fotorezistih se v zaključnem koraku razvijanja z razvijalcem (podrobneje opisano v nadaljevanju pod točko iv) odstranijo z UV svetlobo osvetljeni deli fotorezista, pri negativnih pa neosvetljeni [8, 114]. Uporabljal sem negativni fotorezist SU-8 3010 (MicroChem) z gostoto 1.106 g/mL in kinematično viskoznostjo 340 mm^2/s [115]. Pri tem sem silicijeve rezine ponovno namestil na centrifugalni premazovalnik, nanje s pipeto nanesel 2 mL fotorezista SU-8 in jih vrtel najprej s 500 vrtljaji na minuto 5 sekund in za tem še z 2000 vrtljaji na minuto 20 sekund. Na ta način sem dobil enakomerno razporeditev fotorezista debeline približno 15 μm po površini. Nazadnje sem rezine še 10 minut toplotno obdelal (angl. “*soft bake*”) na grelni plošči s temperaturo 95 $^{\circ}\text{C}$. Čas toplotne obdelave vpliva na debelino kasneje razvitih mikronskih struktur [115].

iii) Osvetljevanje

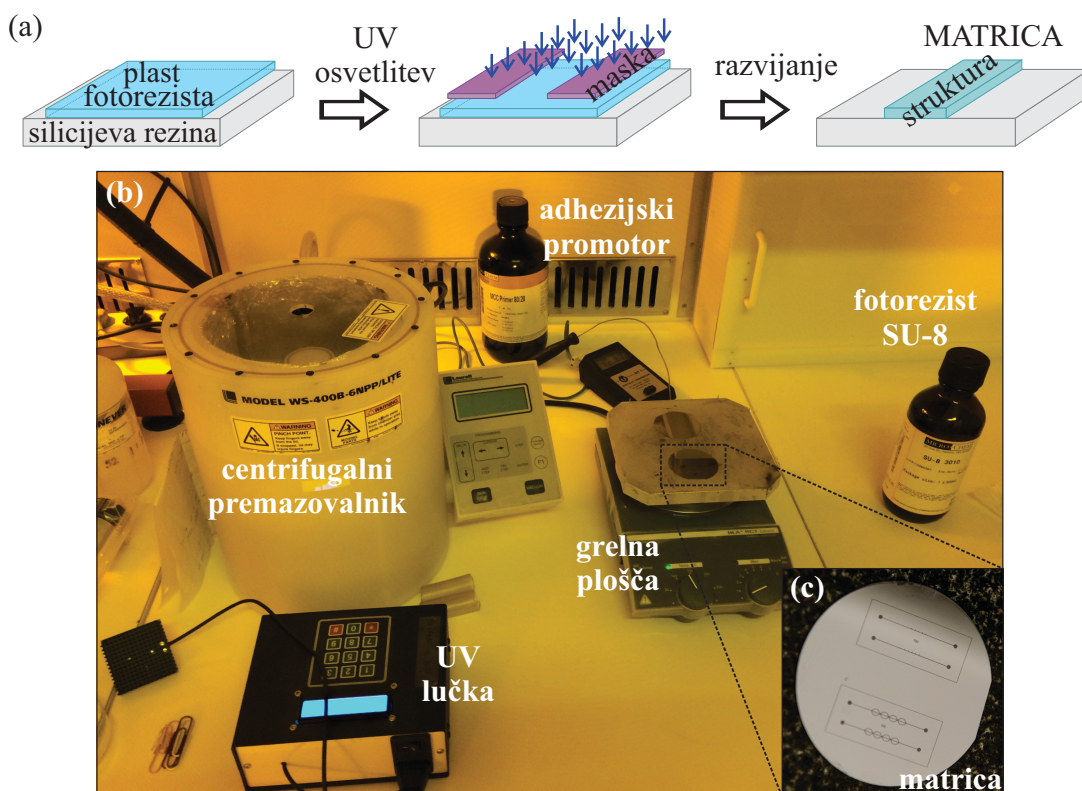
Tretji korak je posvečen osvetljevanju silicijevih rezin. Na ohlajene silicijeve rezine z nanešenim fotorezistom sem pritrdil fotomasko z vrisanimi negativni vzorcev mikrofluidičnih kanalčkov in jih osvetljeval z UV svetlobo. Z UV litografijo običajno

3.2. Načrtovanje in izdelava mikrofluidičnih kanalčkov

dobimo relativno grobo razvite strukture z ločljivostjo nekaj μm . Ločljivost lahko izboljšamo z osvetljevanjem s kratkovalovno svetlobo (300 nm in manj) [114, 116]. Sam sem silicijeve substrate z nameščeno fotomasko 50 sekund osvetljeval z UV svetlobo valovne dolžine od 385 nm do 410 nm (LED Engine) na razdalji približno 30 cm od vira svetlobe. Po osvetlitvi sem fotomasko odstranil ter silicijeve rezine položil na grelno ploščo; najprej za 1 minuto pri temperaturi 65°C , za tem pa še za 4 minute na 95°C (angl. “*post exposure bake*”). S tem so se molekule osvetljenega dela polimera med seboj kemično povezale. Čas osvetljevanja in čas izpostavljenosti visoki temperaturi sta bistvena parametra za debelino kasneje razvitih mikronskih struktur [114, 115]. Po toplotni obdelavi sem vzorec ohladil na sobno temperaturo in ga tako pripravil za zaključni korak – razvijanje.

iv) Razvijanje

V zadnjem koraku fotolitografije razvijemo mikrometrске strukture na silicijevih rezinah, ki jih kasneje uporabljamo kot *matrico* za nadaljnjo izdelavo mikrofluidičnih kanalčkov (slika 3.5c). Z razvijanjem se odstranijo strjeni ali nestrjeni deli fotorezista [114, 115]. Matrice sem razvijal v razvijalcu SU-8 (angl. “*SU-8 developer*”, MicroChem) približno 30 sekund oziroma vse do razvoja struktur, s čimer so se odstranili nestrjeni deli fotorezista. Nastale mikrostrukture na rezinah sem nato spral z izopropanolom in jih posušil z nežnim spihovanjem z dušikom. Za utrditev in daljši obstoj mikrostruktur sem matrice dal na grelno ploščo s temperaturo med 150°C in 200°C za približno 15 minut (angl. “*hard bake*”).

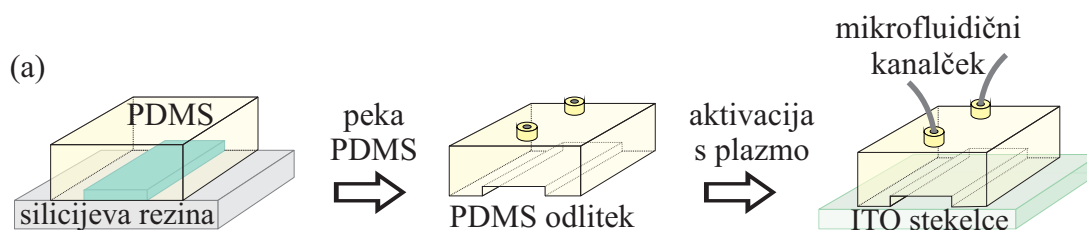


Slika 3.5: **Fotolitografija.** (a) Shematski prikaz postopka fotolitografije za razvoj mikrofluidičnih kanalčkov na silicijevih rezinah. (b) Laboratorijska oprema za fotolitografijo v čistih prostorih Instituta “Jožef Stefan”. (c) Matrica oziroma silicijeva rezina z razvitimi strukturami za uporabo v mikrofluidiki.

Poglavje 3. Materiali in eksperimentalne metode

S postopki fotolitografije izdelujemo matrice z različnimi oblikami mikrokanalčkov. Uporabljamo jih za *mehko litografijo* [64, 65, 116], s katero izdelamo mikrofluidične čipe. Pri mehki litografiji čisti prostori niso nujno potrebni, zato sem te postopke izvajal na Inštitutu za biofiziko Medicinske fakultete v Ljubljani.

Za izdelavo mikrofluidičnih kanalčkov se običajno uporablja elastomer PDMS in navadno objektno ali krovno steklo [116]. Najprej sem PDMS zmešal s PDMS reagentom v masnem razmerju 10:1 in mešanico za 1 uro postavil v vakuumski eksikator. Pri tem so se iz mešanice izločili zračni mehurčki, ki so nastali med mešanjem. Tekočo PDMS zmes sem nato nalil na matrico, ki sem jo pred tem približno 5 minut namakal v visoko koncentrirani raztopini navadnega detergenta in s tem preprečil lepljenje matrice na PDMS. Matrico s prelitim PDMS-jem sem dal v pečico s temperaturo 70 °C za 1 uro [65]. Po toplotni obdelavi sem dobil strjen prozoren PDMS, ki sem ga za nadaljnjo uporabo previdno odstranil z matrice. Tako je nastal PDMS odlitek s strukturami mikrokanalčkov, shematsko prikazan na sliki 3.6a. Matrico sem po uporabi spral z destilirano vodo, jo posušil s spihovanjem z dušikom in shranil v predal do naslednje uporabe.



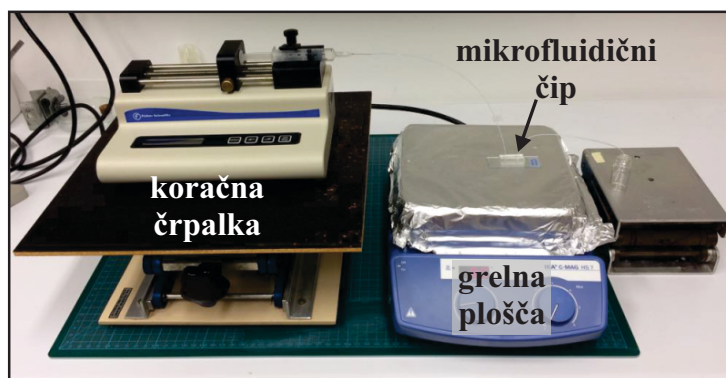
Slika 3.6: **Mehka litografija.** (a) Shematski prikaz postopka mehke litografije za izdelavo mikrofluidičnega čipa. (b) Laboratorijska oprema za mehko litografijo.

Sledil je zaključni korak v postopku izdelave mikrofluidičnega čipa. Površini PDMS odlitka s strukturami mikrokanalčkov in ITO stekelca je najprej treba očistiti. Na koncih kanalčka v PDMS odlitku sem z mikroluknjačem (Ted Pella) naredil okrogli luknji s premerom $500\ \mu\text{m}$, ki sta kasneje služili za dotok in odtok tekočega kristala v mikrofluidični sistem. Morebitne nečistoče in neodstranjene delce PDMS-ja v narejenih luknjah odlitka sem odstranil tako, da sem PDMS odlitek potopil v izopropanol in za 15 minut postavil v ultrazvočno kopel (T 490 DH, Elma) pri frekvenci 100 Hz. Po čiščenju sem PDMS spihal z dušikom in sušil v pečici 10 minut na $60\ ^\circ\text{C}$. ITO stekelca sem čistil v acetonu, jih podrgnil z optičnim papirjem, spral z izopropanolom in spihal z dušikom. V primeru močno kontaminirane površine sem jih še dodatno čistil v ultrazvočni kopeli, najprej potopljenimi v acetonu, za tem pa še v izopropanolu. Na koncu sem stekelca 10 minut sušil v pečici s temperaturo $60\ ^\circ\text{C}$. Očiščeno ITO stekelce in PDMS odlitek sem nato zlepil s pomočjo plazemskega čistilca (angl. "*plasma cleaner*", Harrick Plasma), pri čemer sem površini izpostavil zračni plazmi pri nizkem tlaku za približno 1 minuto. Pri tem se na PDMS površini oksidirajo metilne skupine, kar vodi v nastanek Si-OH vezi. Te omogočijo, da se po uporabi plazme površini stekelca in PDMS odlitka s strukturami mikrokanalčkov ob stiku v trenutku ireverzibilno zlepita in tvorita mikrofluidični čip [65]. Nazadnje sem v predhodno narejeni luknji v čipu vstavil še teflonski PTFE cevki z notranjim premerom $300\ \mu\text{m}$ in zunanjim premerom $760\ \mu\text{m}$ (Novodirect). Na koncu sem na površino PDMS-ja okrog vstavljenih cevk nanesel UV lepilo (Norland Products) za preprečitev morebitnega puščanja tekočine iz kanalčka. Slika 3.6b prikazuje uporabljeno opremo za mehko litografijo.

Z opisanimi metodama fotolitografije in mehke litografije sem izdeloval PDMS mikrofluidične kanalčke različnih geometrijskih oblik s pravokotnim prečnim presekom in globino $h \approx 12\ \mu\text{m}$. Večina raziskav je bila narejena v linearnih kanalčkih s širino $w \approx 100\ \mu\text{m}$, raziskal pa sem tudi drugačne geometrije, kot so zožitve, razširitve, serpentinasti zavoji, T razcepi in komore z ovirami.

3.3 Funkcionalizacija mikrofluidičnih kanalčkov

Pred prvo uporabo mikrofluidičnih čipov sem stene kanalčkov kemično obdelal s silanom DMOAP za homeotropno sidranje molekul tekočega kristala 5CB. Pripravil sem 0.2 wt% vodno raztopino DMOAP in jo v kanalček počasi (~ 15 minut) injiciral s koračno črpalko. Nato sem kanalček spral z destilirano vodo in ga sušil na grelni plošči približno 2 uri na temperaturi $80\ ^\circ\text{C}$ (slika 3.7). Na ta način sem popolnoma odstranil uporabljeno vodo, silan pa se je močno kemijsko vezal na stene kanalčka. Po sušenju sem čip shranil in ga pustil mirovati vsaj 12 ur. Na dan eksperimenta sem v pripravljeni homeotropno silanizirani mikrofluidični kanalček injiciral tekoči kristal 5CB v izotropni fazi, segret na približno $40\ ^\circ\text{C}$. Potem sem počakal, da se tekočina umiri in ohladi na sobno temperaturo ter s tem preide v nematsko fazo. Tako sem preprečil, da bi se v tekočem kristalu ob injiciranju tvorile defektne strukture, ki bi zaradi spominskega efekta lahko vplivale na nadaljnje eksperimentalno delo.

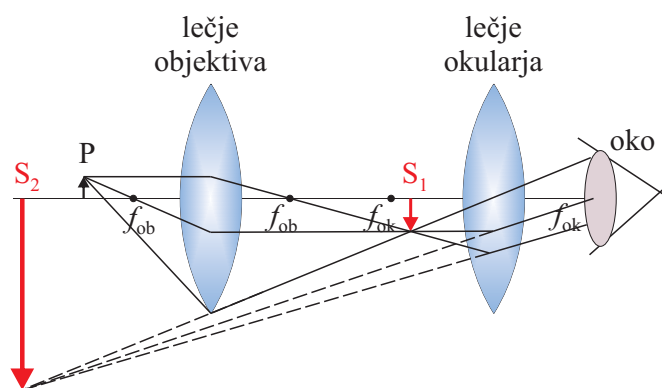


Slika 3.7: Silanizacija in sušenje mikrofluidičnega čipa.

3.4 Optična polarizacijska mikroskopija

Začetki razvoja optičnega mikroskopa segajo v konec 16. stoletja, ko bi naj nizozemska izdelovalca očal Hans Jansen in Zacharias Jansen izdelala prvi sestavljeni svetlobni mikroskop. Zasluge pri razvoju se zaradi izuma teleskopa v tistem času pogosto pripisujejo tudi Galileu Galileiu. Približno sto let kasneje je Robert Hooke objavil eno izmed prvih knjig o mikroskopiji z naslovom “Micrographia”, z Antonom van Leeuwenhoekom pa sta mikroskopijo razširila na področje bioloških sistemov [117]. Oba sta kot izdelovalca mikroskopov pomembno vplivala na razvoj in napredek optične mikroskopije.

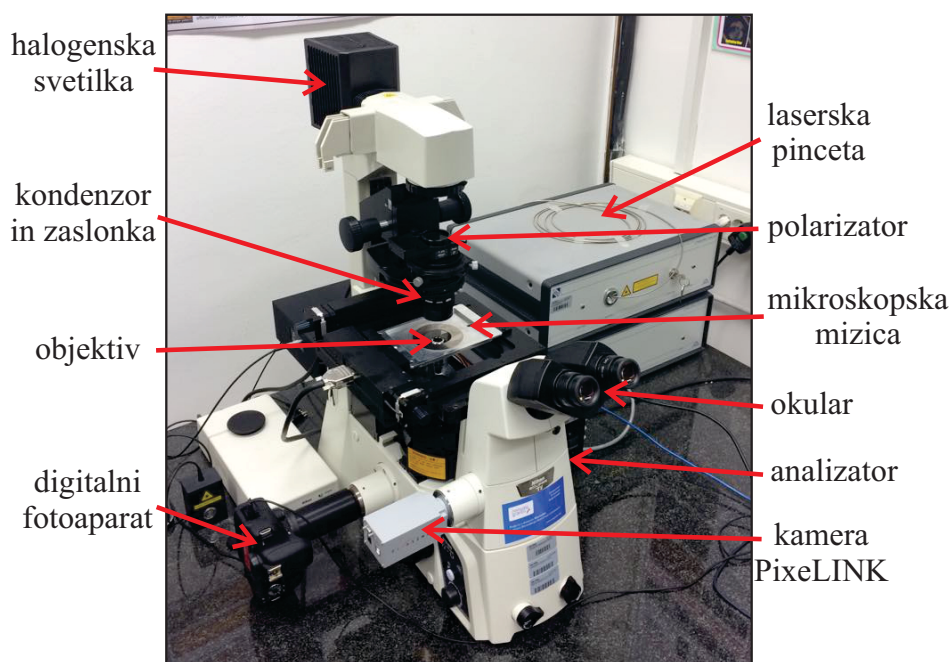
Danes velja optična mikroskopija za nepogrešljivo metodo na različnih raziskovalnih področjih v znanosti in inženirstvu, saj omogoča opazovanje majhnih objektov, ki jih ne vidimo s prostim očesom. Za opazovanje vzorcev pod optičnim mikroskopom je potrebna zadostna količina svetlobe, ki je običajno zagotovljena z vgrajeno halogensko svetilko. Takšna svetloba je nepolarizirana in kot taka neuporabna za opazovanje dvolomnih in optično aktivnih snovi, kot so razni minerali, trdni kristali in tekoči kristali. Za ta namen uporabljamo polarizirano svetlobo, takšno vrsto mikroskopije pa imenujemo polarizacijska optična mikroskopija. Pri obeh mikroskopijah je princip delovanja mikroskopa v osnovi enak, saj je le-ta sestavljen iz zbiralnih leč v objektivu in okularju, ki sta ključna pri povečavi majhnih objektov [77]. Osnovno delovanje optičnega mikroskopa je shematsko prikazano na sliki 3.8.



Slika 3.8: Shematski prikaz delovanja optičnega mikroskopa. Leče objektivna preslika objekt P v njegovo sliko S_1 ter naprej leče okularja v sliko S_2 . f_{ob} in f_{ok} sta goriščni razdalji objektivna in okularja [77].

3.4. Optična polarizacijska mikroskopija

Pri polarizacijskem optičnem mikroskopu nepolarizirana svetloba najprej potuje skozi polarizator. Polarizator je optični filter, ki spusti samo določeno polarizacijo svetlobe. Tako dobimo polarizirano svetlobo, ki potuje naprej skozi kondenzator, kjer leče zberejo svetlobo v ravnini vzorca, s pritrjeno kondenzorsko zaslonko pa lahko uravnavamo jakost svetlobe. Skozi vzorec prepuščeni svetlobni žarki potujejo naprej skozi lečje objektiv, kar v notranjosti tubusa ustvari povečano realno in obrnjeno sliko opazovanega vzorca. Nazadnje vpade svetloba še na drugi linearni polarizator, imenovan analizator. Ta je običajno postavljen pravokotno ali vzporedno s prvim polarizatorjem. Leče v okularju na koncu dodatno povečajo sliko in jo usmerijo v naše oči ali drugi svetlobni detektor, na primer CCD kamero ali fotodi-odo. Polarizacijski optični mikroskop, ki sem ga uporabljal pri eksperimentalnem delu, je prikazan na sliki 3.9.



Slika 3.9: Invertni polarizacijski mikroskop Nikon Ti-U z dodatki.

Bistvena optična komponenta na mikroskopu je objektiv. Okarakteriziran je s povečavo, numerično aperturo (NA) in delovno razdaljo (WD), ki skupaj določajo njegovo učinkovitost in kvaliteto opazovanja. Objektiv zbere svetlobo iz različnih delov vzorca in jo posreduje naprej na svetlobne detektorje. NA objektiv določa območje kotov, pod katerimi lahko objektiv sprejme svetlobni snop. Določimo jo s produktom:

$$NA = n \cdot \sin \theta, \quad (3.1)$$

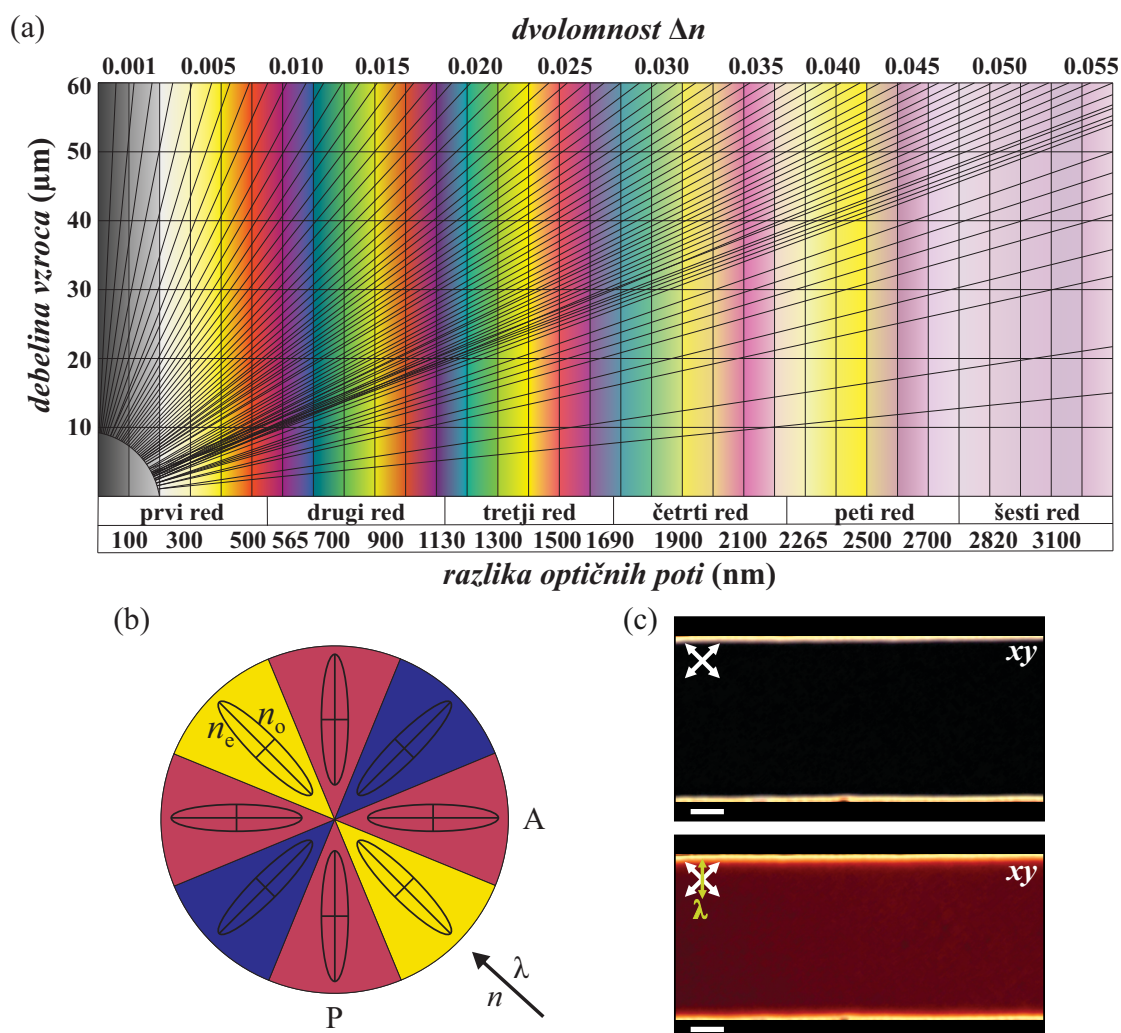
kjer je n lomni količnik snovi med objektivom in vzorcem ter θ polovična kotna odprtina objektiv. NA lahko zavzame vrednosti od 0.04 pri preprostih objektivih za suho opazovanje (med objektivom in vzorcem je le zrak) do 1.5 pri zmogljivih oljnih objektivih (med objektivom in vzorcem je olje). WD je drugi pomembni parameter in določa razdaljo od objektiv do točke na vzorcu, ki je izostrena na sliki. Objektiv z veliko numerično aperturo imajo ponavadi kratko delovno razdaljo in obratno [94].

Pri eksperimentalnem delu sem opazoval vzorce tekočih kristalov med polarizatorjema na optičnem mikroskopu, na katere je vpadala linearno polarizirana bela svetloba. Ta se zaradi dvolomnosti tekočega kristala razdeli na dve med seboj neodvisni linearno polarizirani valovanji, kot je opisano v razdelku 2.2.5. Ker valovanji potujeta z različnima faznima hitrostima, dobimo po prehodu skozi tekoči kristal eliptično polarizirano valovanje. Preden eliptično polarizirano valovanje doseže optični detektor, vpade še na drug linearni polarizator oziroma analizator. To omogoča, da skozi pravokotno prekrižana polarizatorja in vmesni dvolomni vzorec na optičnem detektorju zaznamo svetlo sliko. Intenziteta prepuščene svetlobe (I) skozi dvolomni vzorec je odvisna od kota med polarizirano svetlobo in optično osjo vzorca ter od fazne razlike $2\pi\Delta nd/\lambda$ znotraj vzorca, kjer je d optična pot [118]:

$$I = I_0 \sin^2(2\beta) \sin^2\left(\frac{\pi\Delta nd}{\lambda}\right). \quad (3.2)$$

V enačbi (3.2) je I_0 intenziteta vpadne svetlobe ter β kot med analizatorjem in projekcijo optične osi na ravnino vzorca. Brez vstavljenega vzorca ne bi bilo prepuščene svetlobe, kar bi opazili kot črno temo. Pri vrtenju tekočekristalnega vzorca med prekrižanima polarizatorjema opazimo tudi, da pri dveh kotih ni prepuščene svetlobe v primeru, ko je optična os tekočega kristala vzporedna z enim izmed polarizatorjev [3]. Natančnejšo povezavo med interferenčnimi barvami anizotropnih vzorcev med prekrižanima polarizatorjema in faznim zamikom lahko grafično prikazemo z Michel-Levyjevim diagramom (slika 3.10a). Pri enoznačni določitvi orientacije direktorskega polja si pomagamo še z λ -ploščico, ki jo vstavimo med vzorec in polarizator pod kotom 45° pri pravokotni postavitvi polarizatorjev. Gre za ploščico iz dvolomnega kristala, ki se uporablja za vrtenje linearno polarizirane svetlobe ali za pretvorbo linearno polarizirane svetlobe v eliptično polarizirano. Pri opazovanju tekočega kristala nam je λ -ploščica v pomoč za določanje orientacije direktorskega polja, saj poveča razliko optičnih poti za približno 530 nm [7]. Barvna shema, ki jo pri tem vidimo pod polarizacijskim optičnim mikroskopom, je za različne orientacije direktorskega polja prikazana na sliki 3.10b. Slika 3.10c prikazuje homeotropni mikrofluidični kanalček med prekrižanima polarizatorjema brez in z uporabo λ -ploščice.

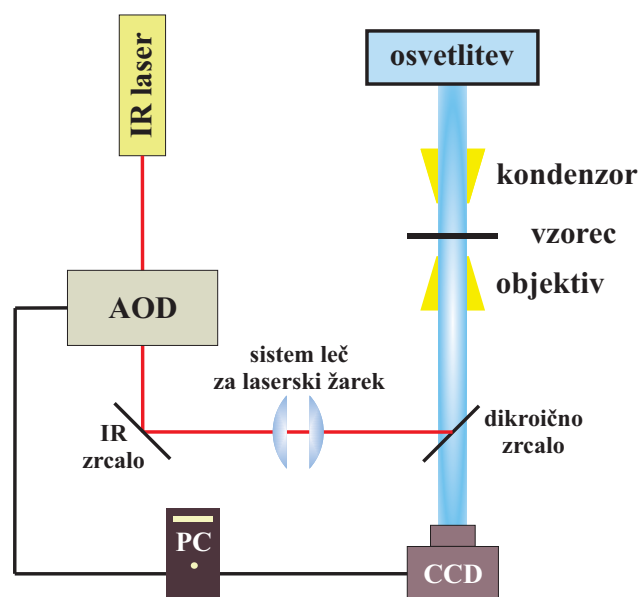
Dinamiko nematskega tekočega kristala 5CB v mikrofluidičnem okolju s homeotropnim sidranjem sem opazoval z invertnim polarizacijskim optičnim mikroskopom (Eclipse Ti-U, Nikon), prikazanim na sliki 3.9. Večina rezultatov je bila dobljenih z zračnima objektivoma s povečavo 10x (NA = 0.25, WD = 7.0, Nikon) oziroma 20x (NA = 0.50, WD = 2.1, Nikon). Barvne slike in visoko ločljive video posnetke sem zajemal z digitalnim CMOS fotoaparatom (EOS 750D, Canon) s hitrostjo 30 sličic na sekundo. Slednji je bil na mikroskop pritrjen z vmesnikom "C-mount" ter preko USB priključka povezan z računalnikom. Posnetke sem analiziral v programu VideoMach, slike pa dodatno urejal v programih ImageJ, IrfanView in Corel Draw. Za grafični prikaz eksperimentalnih meritev sem uporabljal program Origin.



Slika 3.10: **Dvolumnost**. (a) Michel-Levyjev diagram in (b) povezava med orientacijo molekul tekočega kristala ter interferenčnimi barvami, ki jih vidimo pod polarizacijskim optičnim mikroskopom z vstavljenim λ -ploščico med prekržanimi polarizatorjem (P) in analizatorjem (A). (c) Mikrofluidični kanalček s pravokotnim sidranjem molekul 5CB med prekržanimi polarizatorjema in z dodano λ -ploščico. Merilo: 20 μm .

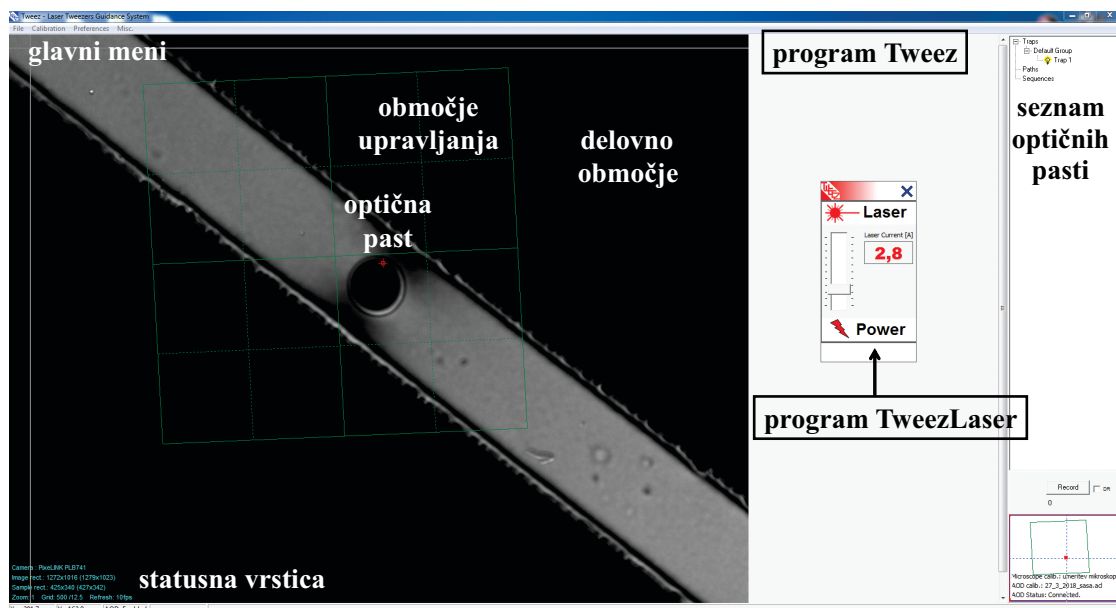
3.5 Laserska pinceta

Laserska oziroma optična pinceta je običajno postavljena na invertirni optični mikroskop. Sestavlja jo objektiv z visoko numerično aperturo ($NA > 1$), zmogljiv laserski vir in sistem za krmiljenje laserskega snopa. Takšna konfiguracija mikroskopa omogoča stabilnejše ujetje in manipulacijo delca v prostoru, saj sipalni sili laserskega snopa nasprotuje gravitacijska sila. S fokusiranjem laserskega snopa z mikroskopskim objektivom ustvarimo optično past, v katero se ujame delec. Na ujeti delec delujeta sipalna in gradientna komponenta laserske svetlobe. Delec je ujet, ko je gradientna komponenta večja od sipalne, pri čemer se uravnotežijo optična sila, sila teže in sila vzgona. Krmiljenje laserskega snopa lahko poteka na različne načine: z zrcali na piezo elementih, akusto-optičnimi deflektorji (AOD) ali prostorskim modulatorjem svetlobe (SLM) [104, 105]. Osnovna postavitev optične pincete je shematsko prikazana na sliki 3.11.



Slika 3.11: **Shema postavitve optične pincete.** Položaj in intenziteto IR laserskega snopa nadzira akusto-optični deflektor (AOD) oziroma prozorni kristal, v katerem se vzbudi zvočno valovanje. Snop je po uklonu na zvočnih valovih usmerjen na objektiv z visoko numerično aperturo in se fokusira v ravnini vzorca za nastanek optične pasti. Pozicijo optične pasti in zajem slik nadzorujemo preko računalniškega sistema (PC) [101, 104].

Pri raziskovanju sem uporabljal komercialno optično pinceto (Tweez 200si, Aresis), zgrajeno okoli invertnega polarizacijskega mikroskopa (Eclipse Ti-U, Nikon). Precizno krmiljenje IR laserskega žarka z valovno dolžino 1064 nm in največjo močjo 5 W preko računalniškega sistema nadzoruje AOD. IR laserski žarek sem uporabljal za lokalno segrevanje tekočega kristala, pri čemer sem moč laserja na vzorcu spreminjal med 20 mW in 200 mW. Za upravljanje optične pasti laserskega žarka sem uporabljal kontrolna programa Tweez in TweezLaser (slika 3.12). Laser z izbrano močjo vklopimo v programu TweezLaser, moč posameznih optičnih pasti in njihove pozicije pa nastavljamo v glavnem oknu programa Tweez. Sestavni deli glavnega okna so: glavni meni, delovno območje, statusna vrstica, seznam pasti in območje upravljanja. Optično past premikamo znotraj delovnega območja, kjer je prikazana video slika z monokromatske kamere PixeLINK PL-A741 s hitrostjo od 10 do 60 sličic na sekundo. Statusna vrstica prikazuje stanje laserja in AOD, v območju upravljanja pa izberemo velikost in položaj trenutnega pogleda [119].



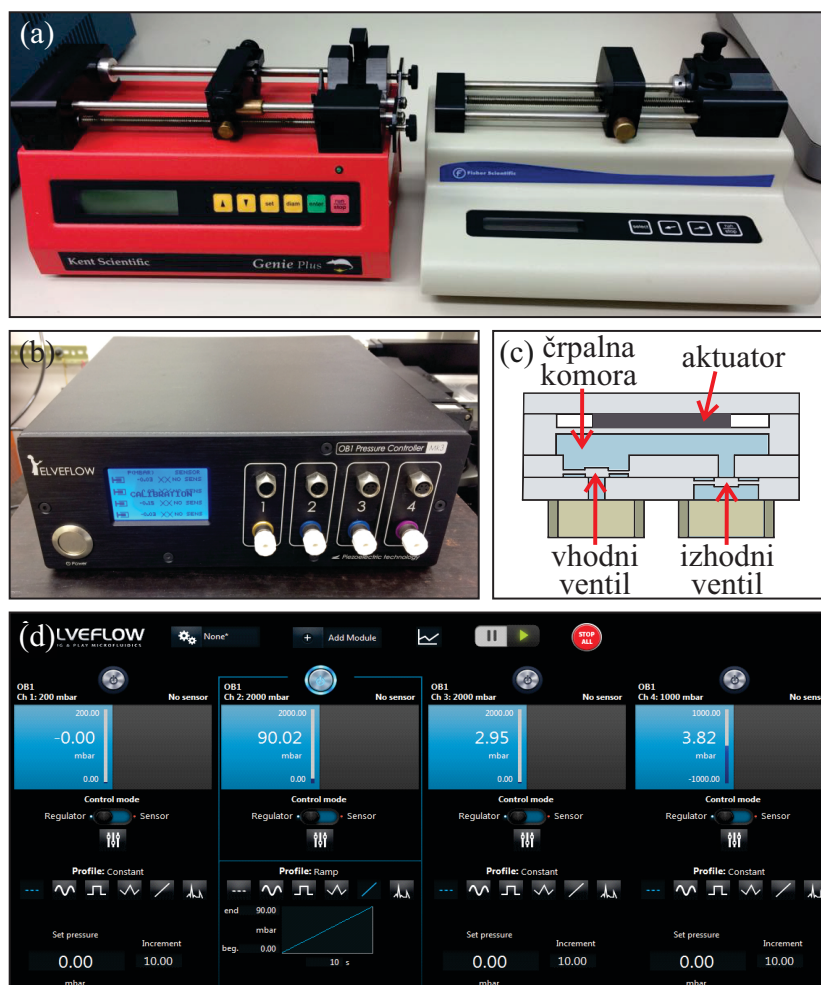
Slika 3.12: Upravljanje optične pasti s kontrolnima programoma Tweez in TweezLaser na mikrofluidičnem vzorcu tekočega kristala 5CB.

3.6 Tlačna manipulacija mikrofluidičnih tokov

V mikrofluidičnih kanalčkih lahko tekočine spravimo v gibanje na različne načine, pri čemer med odprtinama kanalčka ustvarimo tlačno razliko. Uporabljajo se koračne črpalke (slika 3.13a), ki tekočino iz brizge postopoma stiskajo v mikrofluidični sistem. Ta pristop je enostaven in dokaj poceni, vendar ne dovolj natančen za precizno regulacijo tokov. Natančnost je odvisna od kvalitete brizge, iz katere potiskamo tekočino. Brizga s prostornino 1 mL in dolžino 60 mm ima natančnost pretoka nekaj $\mu\text{L}/\text{h}$. Zaradi koračnega potiskanja tekočine konstanten pretok pogosto spremljajo neželene mehanske oscilacije. Slabost koračnih črpalk je tudi njihov počasen odziv na spremembe želenih pretokov, ki se znotraj mikrofluidičnih kanalčkov opazijo še po nekaj minutah ali celo urah. Zaradi navedenih razlogov je smotrnejše uporabiti precizni mikrokontroler tlaka (slika 3.13b), ki deluje na osnovi izjemno natančnih piezoelektričnih regulatorjev [120]. Ti so sestavni del membranskih mikročrpalk in za delovanje potrebujejo zunanji tlačni izvor. Takšne mikročrpalke so sestavljene iz dveh kanalov, dveh ventilov, aktuatorja in črpalne komore (slika 3.13c). Aktuator je kos piezoelektrika, ki se zaradi premikanja membrane krči in širi. Ob krčenju piezoelektrika se črpalna komora preko levega ventila napolni z delovno tekočino oziroma s plinom priključenega tlačnega izvora. Ko je komora polna, se piezoelektrik razširi in vsebina črpalne komore preko desnega ventila zapusti mikročrpalke [121]. Takšen mehanizem zagotavlja stabilnost tlaka z natančnostjo 0.1 mbar, kar v mojem mikrofluidičnem sistemu ustreza natančnosti volumskega pretoka 0.0001 $\mu\text{L}/\text{h}$. V eksperimentih sem običajno uporabljal volumski pretok v območju med 0.01 $\mu\text{L}/\text{h}$ in 1.50 $\mu\text{L}/\text{h}$, kar ustreza hitrosti toka med 5 $\mu\text{m}/\text{s}$ in 250 $\mu\text{m}/\text{s}$. V primerjavi s koračnimi črpalkami je odzivnost tlačnega kontrolerja le nekaj deset milisekund.

Za vzpostavljjanje pretoka v mikrofluidičnem kanalčku sem uporabljal enega izmed najboljših mikrokontrolerjev tlaka (OB1 MKIII, Elveflow), ki je s številnimi nastavitvami in visoko stabilnostjo delovanja omogočal natančno izvedbo meritev (slika 3.13b). Pretok sem nadzoroval s parametri tlaka v programski opremljeni El-

veflow (slika 3.13d), odzivnost kontrolerja pa mi je omogočala uporabo različnih frekvenčnih modulacij, od stacionarnega in pospešujočega do oscilirajočega tokovnega režima.



Slika 3.13: Tlačna regulacija mikrofluidičnih tokov. (a) Koračni črpalki in (b) precizni mikrokontroler tlaka. (c) Shematski prikaz delovanja membranske mikročrpalke [121]. (d) Glavno okno programa Elveflow za nadzor vrednosti tlaka.

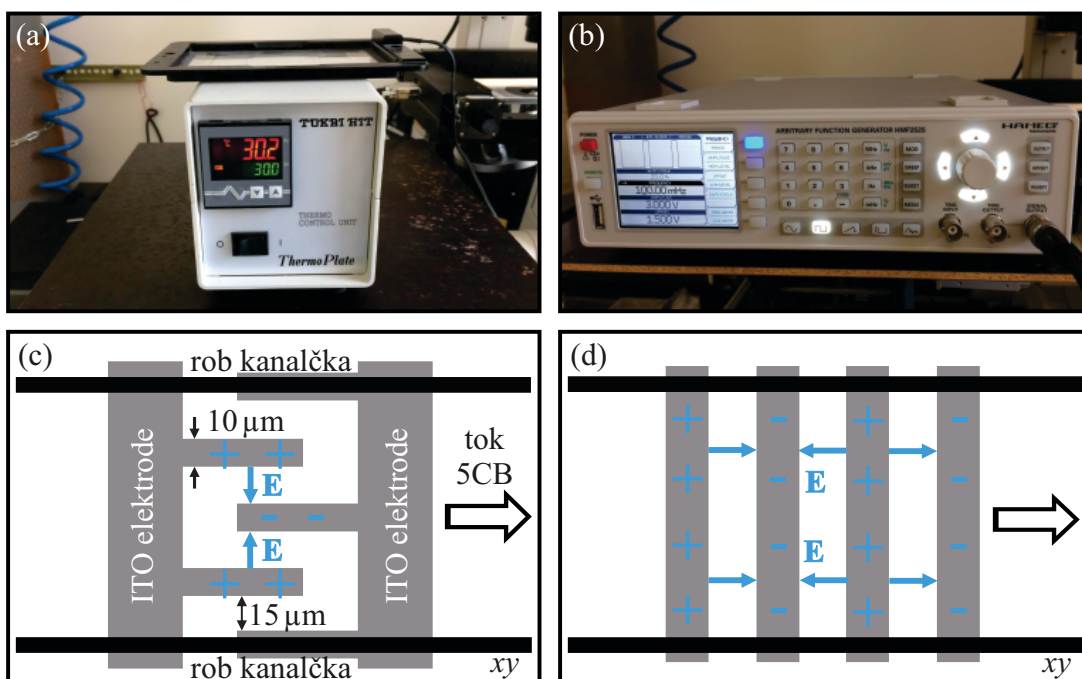
3.7 Kontrola temperature in uporaba električnega polja

Pri eksperimentih s termotropnimi nematiki je pomembna kontrola temperature, saj sta njihova tekočerkristalna faza in odziv na zunanja polja odvisna od temperature. Temperaturo mikrofluidičnega sistema sem nadzoroval z grelno napravo (Thermo-Plate, TOKAI HIT) neposredno pod polarizacijskim optičnim mikroskopom na mikroskopski mizici iz prozornega ITO stekelca (slika 3.14a). Grelna naprava omogoča segrevanje mizice do temperature 50.0°C po koraku 0.1°C . Večino eksperimentov sem opravil pri sobni temperaturi 23.0°C , le v razdelku 4.5 so predstavljeni rezultati pri višjih temperaturah.

Za proučevanje vplivov električnega polja na tokovne režime nematika, sem pri izdelavi PDMS mikrofluidičnih kanalčkov uporabil navadno stekelce z neparjenimi

3.7. Kontrola temperature in uporaba električnega polja

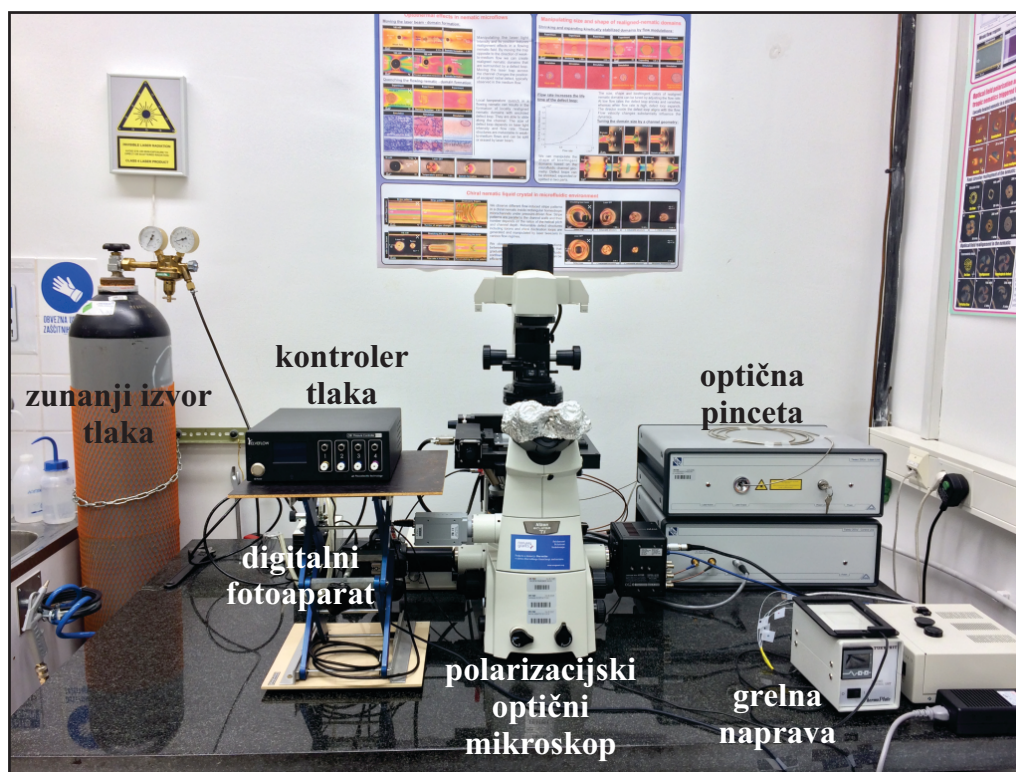
ITO elektrodami debeline 300 nm (slika 3.14c, d). Slika 3.14c prikazuje shemo ITO elektrod, ki sem jo uporabil za vzpostavljjanje električnega polja prečno glede na tok tekočega kristala. Z ITO elektrodami prečno glede na kanalček pa sem električno polje vzpostavljajal vzporedno s tokom (slika 3.14d). Prevodne elektrode sem naelektril s funkcijskim generatorjem (HAMEG Instruments), z napravo za generiranje signalnega napetostnega izvora različnih amplitud, frekvenc in modulacij, prikazano na sliki 3.14b. Funkcijski generator omogoča izhodno napetost v razponu od 5 mV do 10 V in frekvence v območju med 10 μ Hz in 25 MHz. Izbiramo lahko tudi različne modulacije signalov, kot so sinusne, kvadratne, pulzne in druge oblike.



Slika 3.14: **Kontrola temperature in električnega polja.** (a) Grelna naprava, (b) funkcijski generator in (c, d) shemi napaženih ITO elektrod na stekelcu mikrofluidičnega kanalčka za vzpostavljjanje električnega polja E .

Poglavje 3. Materiali in eksperimentalne metode

Slika 3.15 prikazuje laboratorijsko opremo, s katero sem raziskoval nematodinamiko v mikrofluidičnem okolju. Oprema se nahaja na Inštitutu za biofiziko Medicinske fakultete Univerze v Ljubljani.



Slika 3.15: Laboratorijska oprema za raziskave nematodinamike.

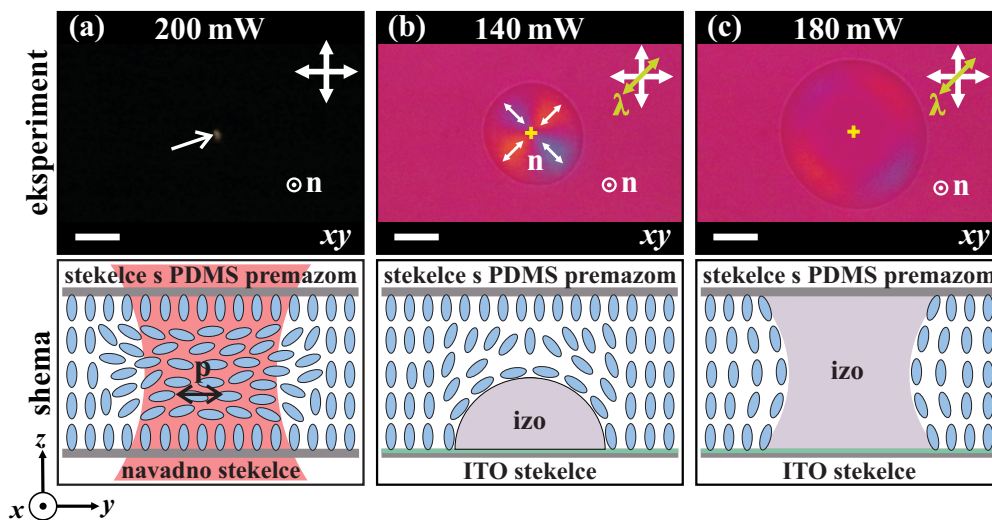
Rezultati

V tem poglavju so predstavljeni rezultati doktorske naloge. V razdelku 4.1 opišem vpliv laserskega snopa na stacionarno stanje nematskega tekočega kristala 5CB v homeotropni tekočerkristalni celici in v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku. V razdelku 4.2 predstavim tokovne režime nematika v homeotropnem kanalčku in pokažem odziv toka na sklopitev z lasersko pinceto. Razložim tvorjenje polarnih domenskih struktur v toku nematika, ki nastanejo zaradi lokalnega segrevanja z laserskim snopom. Pokažem, kako lahko domenske strukture stabiliziramo z manipuliranjem toka. Hitrost toka, frekvenčne modulacije toka in laserski snop vplivajo na obliko, velikost in relaksacijo orientacijsko urejenih struktur (razdelek 4.3). Nato pokažem, da je orientacijsko urejene domene mogoče tvoriti tudi v tekočem kristalu z negativno dielektrično anizotropijo (razdelek 4.4). Temperatura sistema vpliva na odziv in vrsto faze termotropnih tekočih kristalov, zato v razdelku 4.5 predstavim reološki odziv nematika v bližini prehoda iz nematske v izotropno fazo. V razdelku 4.6 pokažem, da lahko z mikrofluidičnimi kanalčki različnih geometrij brez uporabe laserske pincete vplivamo na dinamiko, velikost in obliko domenskih struktur. V razdelku 4.7 predstavim hidrodinamsko vzbujena kiralna stanja, ki jih je mogoče stabilizirati z dovolj natančno regulacijo pretoka. V zadnjem razdelku na kratko predstavim še vpliv električnega polja na tok nematika in tvorjenje domenskih struktur. Predstavljeni rezultati so objavljeni v znanstvenem prispevku [109] oziroma so v pripravi za objavo [122, 123].

4.1 Vpliv laserskega snopa na mirujoči nematik

Najprej obravnavam vpliv laserskega snopa iz optične pincete na stacionarno stanje tekočega kristala v tekočerkristalnih celicah. Za izdelavo celic sem uporabil stekelca z dimenzijami $15\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 0.7\text{ mm}$. Debelino celic sem nastavil z $12\text{ }\mu\text{m}$ debelo polietilensko folijo, ki je primerljiva z globino mikrofluidičnih kanalčkov. Stekleno površino celic sem obdelal s surfaktantom DMOAP za zagotovitev močnega homeotropnega sidranja molekul tekočega kristala in jih s kapilarnim vlekem pred začetkom eksperimenta napolnil z nematikom 5CB v izotropni fazi. Eksperiment sem izvedel v dveh različnih tipih homeotropnih celic, pri čemer sem zaradi podobnosti z mikrokanalčkom na zgornje stekelce vseh celic nanese tanko plast elastomera PDMS. Prvi tip celic je imel za substrat navadno stekelce. V tem primeru so se molekule tekočega kristala ob dovolj visoki intenziteti laserske svetlobe ($\approx 200\text{ mW}$) lokalno

uredile v smeri polarizacije laserskega snopa; ta pojav je znan kot *Freederickszov prehod* [47]. Pod polarizacijskim optičnim mikroskopom takšno reorientacijo molekul zaznamo kot svetlo točko (slika 4.1a). Drugi tip celic je imel na spodnjem stekelcu naparjen tanki sloj prevodne ITO plasti. ITO plast absorbira lasersko svetlobo, kar zagotavlja dobro kontrolo lokalnega segrevanja tekočega kristala pri bistveno nižji moči laserja. V teh celicah je učinek segrevanja z laserskim snopom prevladal nad Freederickszovim pojavom. Na spodnji površini se je ustvarila majhna izotropna kapljica, ki se je ob večji moči laserja ($\approx 180\text{mW}$) razširila do zgornjega stekelca (slika 4.1b in c). Majhen otoček izotropne faze znotraj homogeno urejene nematske faze povzroči lokalno preureditev okoliškega direktorskega polja. Pri tem se zmanjša vrednost nematskega ureditvenega parametra S , hkrati pa tudi dvolomnost tekočega kristala Δn . Neurejenost v direktorskem polju zaradi vplivov laserskega snopa pod polarizacijskim optičnim mikroskopom z vstavljen λ -ploščico opazimo kot barvni simetrični krog (slika 4.1b). Iz različnih barv, ki jih zaznamo zaradi povečane razlike optičnih poti, lahko določimo orientacijo direktorskega polja nematske faze ob površini izotropne kapljice (za podrobnosti glej sliko 3.10b). V primeru lokalno inducirane izotropne faze čez celotno globino celice barvitost kroga izgine (slika 4.1c), saj se v segretem stolpcu močno zmanjša dvolomnost. O podobnem temperaturnem učinku laserskega snopa v tekočokristalnih celicah poročajo tudi drugi avtorji [56, 58, 106, 124]. Na vseh eksperimentalnih slikah je središče laserskega snopa v tekočokristalnih vzorcih označeno z rumenim križcem.

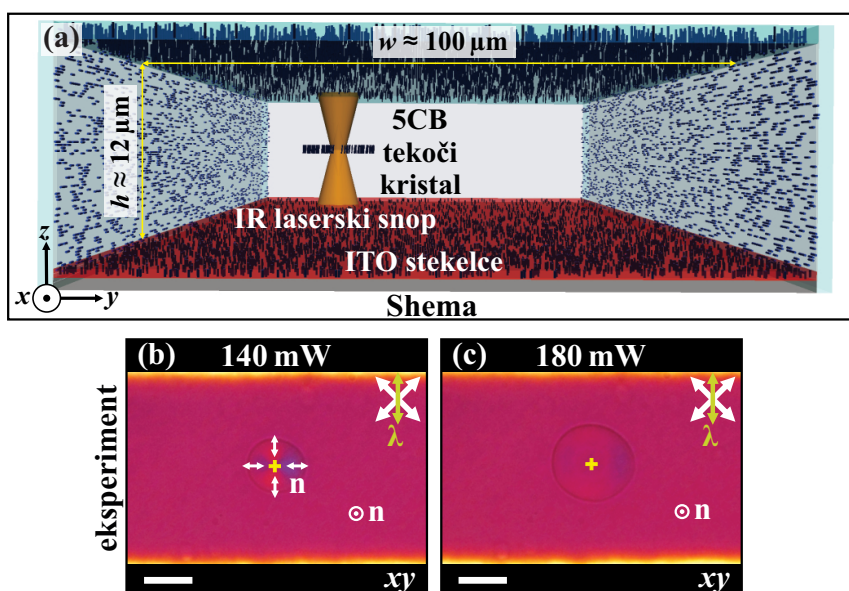


Slika 4.1: Učinki optične pasti v homeotropni tekočokristalni celici. (a) Freederickszov prehod pod polarizacijskim optičnim mikroskopom opazimo kot svetlo točko. Pri tem se molekule tekočega kristala poravnajo v smeri polarizacije \mathbf{p} laserske svetlobe. (b, c) Zaradi absorpcije laserske svetlobe v prevodni ITO plasti na spodnjem stekelcu se tekoči kristal lokalno segreje v izotropno fazo (izo), kar povzroči lokalno preureditev direktorskega polja \mathbf{n} . Lokalno reorientacijo nematika med prekrižanima polarizatorjema z vstavljen λ -ploščico opazimo kot barvni simetrični krog. Merilo: $20\ \mu\text{m}$.

Podoben vpliv laserskega snopa opazimo tudi v stacionarnem stanju nematika v homeotropnem PDMS kanalčku. Mikrokanalčke sem izdeloval po metodah mehke litografije (razdelek 3.2), tipičen prerez kanalčka je shematsko prikazan na sliki 4.2a. Podobno kot pri tekočokristalni celici se tudi v tej geometriji na spodnjem stekelcu

4.1. Vpliv laserskega snopa na mirujoči nematik

zaradi prevodne ITO plasti ob vklopu laserskega snopa z močjo 140 mW tvori majhna izotropna kapljica, ki se ob večji moči 180 mW razširi čez celotno globino kanalčka. Posledična lokalna preureditev direktorskega polja se pod polarizacijskim optičnim mikroskopom z vstavljeno λ -ploščico opazi kot simetrični barvni krog (slika 4.2b). Jakost laserske svetlobe, ki sproži lokalni fazni prehod iz nematske v izotropno fazo, je primerljiva s tisto v tekočerkristalni celici. Na sliki 4.2 opazimo, da različna orientacija direktorskega polja na robovih homeotropnega kanalčka povzroči zvezno deformacijo, ki jo vidimo kot svetel interferenčni pas [25].



Slika 4.2: Učinek optične pasti v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku. (a) Shematski prikaz robnih pogojev v mikrofluidičnem kanalčku. (b, c) Pod polarizacijskim optičnim mikroskopom lahko z λ -ploščico določimo orientacijo direktorskega polja \mathbf{n} na površini izotropne kapljice. Merilo: 25 μm .

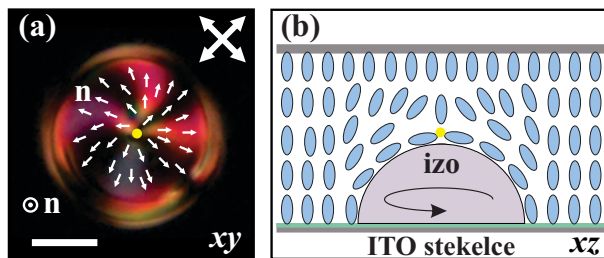
Optični pasti laserskega snopa navadno ustreza točka s premerom nekaj mikrometrov v ravnini vzorca. Lahko pa določimo tudi sekvenco točk, po katerih se snop premika z izbrano frekvenco pri konstantni intenziteti. Na ta način je mogoče tvoriti različne statične in dinamične vzorce optičnih pasti. Podobno kot pri eni statični pasti pride tudi v točkah definiranih sekvenc do lokalnega faznega prehoda nematske faze v izotropno. Zaradi premikanja optične pasti segreta izotropna plast tekočega kristala preide nazaj v nematsko in obratno, kar pogosto opazimo kot utripanje vzorcev. Z močjo laserja in frekvenco premikanja pasti po zaporedju točk vplivamo na utripanje, s tem pa tudi na nastanek struktur. Utripanje je izrazito pri nižjih frekvencah, oblika strukture pa postane jasnejša pri večji moči laserja. Definirane vzorce običajno vidimo v različno izrazitih barvah, saj se direktorsko polje poravnava v smeri različnih premikov pasti. Nekaj primerov uporabe sekvenc optičnih pasti v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku z mirujočim nematikom je prikazanih na sliki 4.3. Izbral sem sekvence točk, ki ustrezajo kvadratni mreži (slika 4.3a), znaku ∞ (slika 4.3b), spirali (slika 4.3c), krogu iz 100 točk (sliki 4.3d) in vrteči se liniji (slika 4.3e). Sekvencam sem pri izbrani frekvenci spreminjal moč laserja in s tem vplival na obliko dvolomnih vzorcev. Pri večji moči laserja ($\approx 200 \text{ mW}$) so vzorci bolj izraziti kot pri manjši moči ($\approx 120 \text{ mW}$). Primerjava z eno statično pastjo pokaže, da tokrat moč 200 mW ne zadostuje za lokalno povišanje temperature

nematske faze v izotropno čez celotno globino kanalčka. Vrtenje linije na sliki 4.3e ima pri moči laserske pincete 200 mW in frekvenci 5 kHz zanimiv optični učinek. Gre za “vzbujeno” stanje, ki je sicer nestabilno, saj z vrtenjem linije točk povzročimo lokalni tok tekočega kristala v smeri kroženja. Pri tem se na sredini globine kanalčka direktorsko polje poravnava v xy -ravnini oziroma planarno, kot je prikazano na sliki 4.4a. Slika 4.4b prikazuje domnevno orientacijo direktorskega polja nastale strukture po globini mikrokanalčka. Na sredini krožno simetričnega vzorca opazimo točkasti defekt, od okoliškega homeotropno poravnane nematika pa je vzorec ločen z linijo, ki se ohranja s kroženjem pasti. Podobno “vzbujeno” stanje je opaziti tudi pri spirali (slika 4.3c) z močjo laserja 150 mW in krogu (slika 4.3d) z močjo laserja 200 mW pri frekvenci kroženja pasti 50 kHz.



Slika 4.3: Sekvence točk optičnih pasti laserskega snopa v homeotropnem PDMS mikrofluidičnem kanalčku. (a) Kvadratna mreža, (b) znak ∞ , (c) spirala, (d) krog iz 100 točk ter (e) vrteča se linija pri različnih močeh in frekvencah premika optične pasti. Merilo: 25 μm .

4.2. Tlačna manipulacija toka nematika in nukleacija domenskih struktur z laserskim snopom

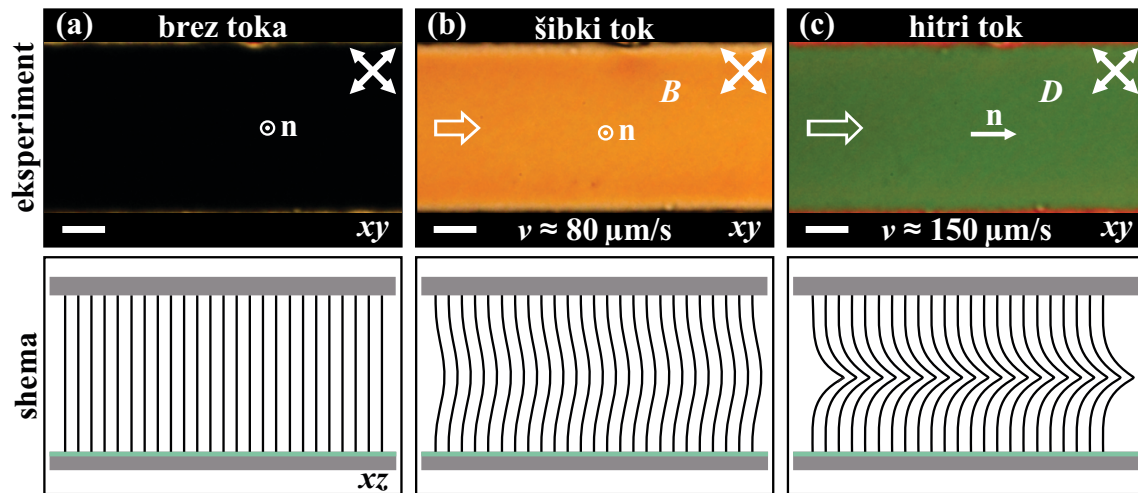


Slika 4.4: Vrtenje linije optičnih pasti. (a) Domnevni shematski prikaz direktorskega polja \mathbf{n} v xy -ravnini in (b) po globini mikrofluidičnega kanalčka. Merilo: 25 μm .

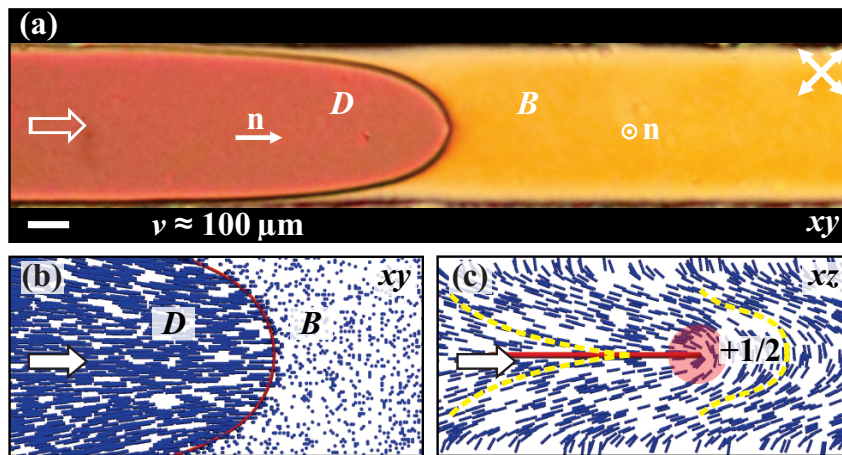
4.2 Tlačna manipulacija toka nematika in nukleacija domenskih struktur z laserskim snopom

Tipični tokovni režimi nematskega tekočega kristala 5CB v homeotropnem PDMS mikrofluidičnem kanalčku so prikazani na sliki 4.5 [25, 26]. V stacionarnem stanju je direktorsko polje homogeno poravnano vzdolž globine kanalčka, kot je shematsko prikazano na sliki 4.5a. Med prekržanimi polarizatorjema vidimo takšno stanje kot temno sliko, saj je efektivna dvolomnost zaradi homeotropnega sidranja ob stenah kanalčka enaka nič. Ko nematik teče v neko smer, pride do preureditve direktorskega polja. Hitrostni profil \mathbf{v} hidrodinamskega toka nematika lahko zaradi sklopitve z direktorskim poljem \mathbf{n} kvalitativno razdelimo na dva režima: šibki in hitri tok. V režimu šibkega toka je sklopitev med direktorskim in hitrostnim poljem skorajda zanemarljiva, zato se profil direktorskega polja le malo upogne v smeri toka, pri čemer pod polarizacijskim optičnim mikroskopom opazimo spekter interferenčnih barv, od bele pa do temno oranžne. Ker je prerez direktorskega polja v šibkem toku podoben obliki loka, v angleščini poimenujemo takšno stanje “*bowser*” (\mathbf{B}) (slika 4.5b). Stanje je topološko ekvivalentno homeotropnemu stanju brez toka. Šibkemu tokovnemu režimu sledi hitri tok, kjer opazimo močno sklopitev med direktorskim poljem in hitrostnim poljem. Direktorsko polje na sredini kanalčka se poravnava s tokom, kot je shematsko prikazano na sliki 4.5c. Prerez po globini kanalčka kaže zasuk molekul za $\pi/2$ od substrata do sredine in s tem spominja na bajalico. Zato takšno stanje v angleščini imenujemo “*dowser*” (\mathbf{D}). To stanje je podobno tistemu, ki ga opazimo pri sekvenci lokalnega vrtenja linije optičnih pasti v mirujočem nematiku na sliki 4.4. Za razliko od prejšnjega primera je sedaj direktorsko polje poravnano v smeri toka v xy -ravnini po celotni dolžini kanalčka. Tok nematika v PDMS kanalčkih so natančno raziskali Sengupta in sodelavci [25, 26]. Poročali so še o vmesnem prehodnem režimu med šibkim in hitrim tokom, za katerega je značilen pobegli radialni defekt v smeri toka. To stanje je precej nestabilno, saj hitro preide v režim hitrega toka in ga je moč opaziti le pri natančni regulaciji pretoka. Ker sem za manipulacijo pretoka nematika uporabljal precizni mikrokontroler tlaka, sem se natančnejši raziskavi tega prehodnega režima posvetil v enem od zadnjih sklopov doktorske naloge.

Na sliki 4.6 je prikazan nezvezni prehod nematika iz šibkega v hitri tokovni režim oziroma prehod iz \mathbf{B} v \mathbf{D} stanje v 100 μm širokem in 12 μm globokem homeotropnem kanalčku. Prehod se pojavi pri hitrosti približno 100 $\mu\text{m/s}$ z nastankom 1/2 disklinacijske linije. Orientacija direktorskega polja je v teh dveh režimih različna (slika 4.6b in c), zato se barve teh območij v polarizirani svetlobi razlikujejo.



Slika 4.5: Tok nematika 5CB v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku in shematski prerez direktorskega polja. (a) Stanje brez toka ter stanji (b) šibkega (“bowser” - B) in (c) hitrega (“dowser” - D) tokovnega režima. Merilo: $25\ \mu\text{m}$.

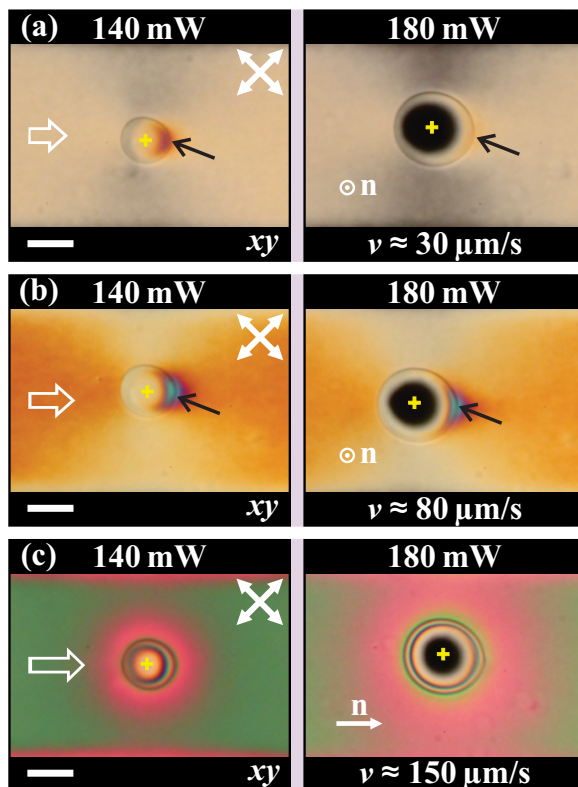


Slika 4.6: Prehod šibkega tokovnega režima B v hitri režim D . (a) Eksperiment in (b, c) rezultat simulacij; avtor Rui Zhang. Merilo: $25\ \mu\text{m}$.

Učinki laserskega snopa optične pincete v tokovnih režimih nematika so prikazani na sliki 4.7. Slika 4.7a in b prikazujeta optično past v šibkem tokovnem režimu pri hitrosti toka $30\ \mu\text{m/s}$ oziroma $80\ \mu\text{m/s}$. Hitrost toka vpliva na reorientacijo direktorskega polja v smeri toka, zato vidimo direktorsko polje nematika pri različnih hitrostih, kljub topološko nespremenjenemu stanju, v različnih barvah. Laserski snop v mikrofluidičnem kanalčku brez toka enakomerno segreva ITO substrat stekelca in tekoči kristal, reorientacijo direktorskega polja nematske faze ob površini izotropne kapljice pa pod polarizacijskim optičnim mikroskopom vidimo kot barvni simetrični krog (slika 4.2b in c). V primeru toka simetrične distorzije laserskega snopa ni opaziti, saj tok zamakne lokalno segreto in reorientirano območje, kar v šibkem toku vidimo kot izstopajoči barvni vzorec ob robu izotropne kapljice (na sliki 4.7a in b označeno s črno puščico). Ta je zaradi zamika reorientacije direktorskega polja nematske faze nad celotno izotropno kapljico izrazitejši pri šibki moči laserja ($\approx 140\ \text{mW}$ na sliki 4.7a in b). Pri večji moči laserja ($\approx 180\ \text{mW}$ na sliki 4.7a in b) se tekoči kristal v območju laserskega snopa po celotni globini stali v izotropno fazo,

4.2. Tlačna manipulacija toka nematika in nukleacija domenskih struktur z laserskim snopom

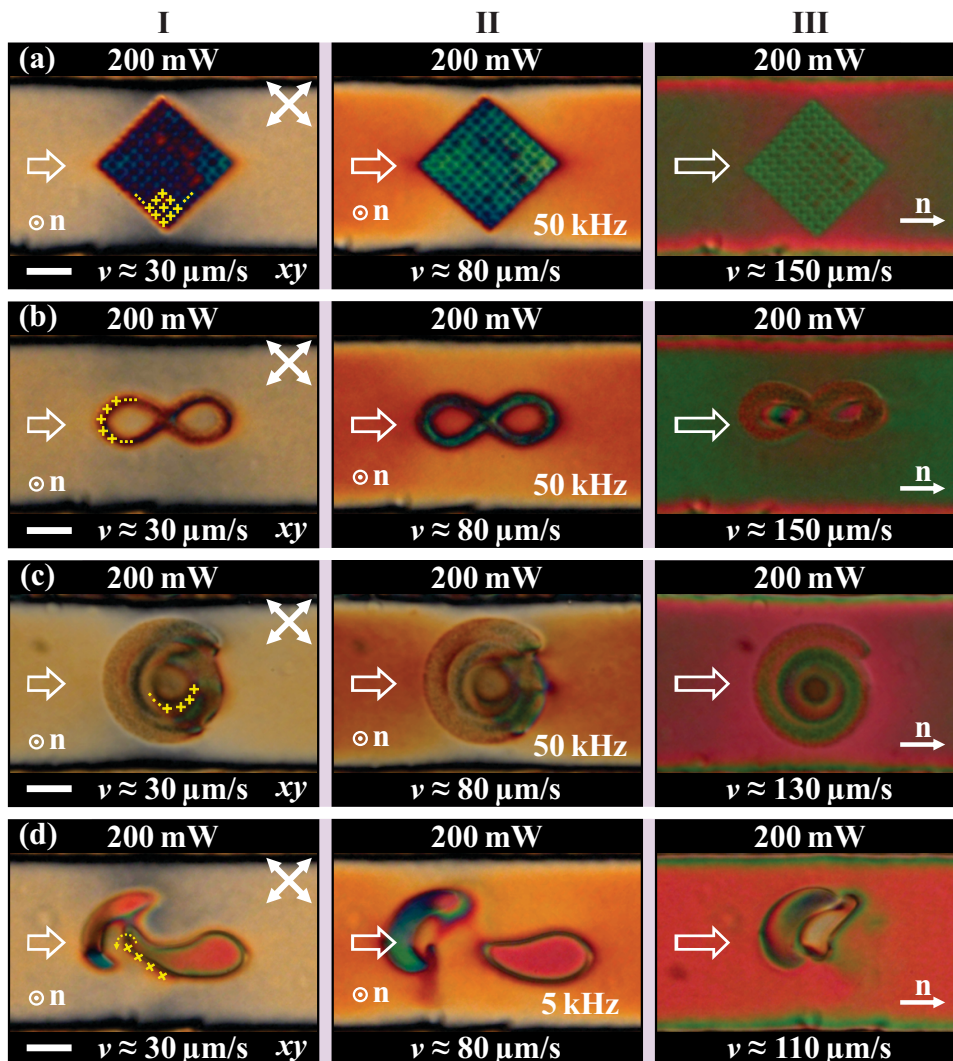
zato je zamik direktorskega polja samo ob straneh izotropnega stolpca. Na sliki 4.7c je prikazana optična past v hitrem tokovnem režimu pri hitrosti toka $150 \mu\text{m/s}$. Direktorsko polje nematika, ki je tokrat na sredini kanalčka poravnano s tokom, okrog izotropne kapljice tvori *Newtonove kolobarje* [124]. Ti so posledica spremenjene dvolomnosti tekočega kristala zaradi lokalnega segrevanja, ki se na razdalji nekaj mikronov od središča laserja zmanjša na sobno temperaturo. Pri moči laserja 140 mW so barvni kolobarji izrazitejši kot pri 180 mW , saj visoke moči in posledično visoke temperature v bližini središča laserskega snopa močno zmanjšajo dvolomnost tekočega kristala.



Slika 4.7: Učinki laserskega snopa na tokovne režime nematika. Optična past z močjo 140 mW in 180 mW v režimu (a, b) šibkega in (c) hitrega toka. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Sekvence optičnih pasti lahko definiramo tudi v toku nematika. Moč laserja in frekvenca premikanja pasti po zaporedju definiranih točk tudi tokrat vplivata na nastanek in obliko struktur. Na sliki 4.8 so prikazani vzorci, ki nastanejo z vklopom kvadratne mreže (slika 4.8a), znaka ∞ (slika 4.8b), spirale (slika 4.8c) in vrteče se linije (slika 4.8d) v šibkem (stolpca I in II) in hitrem (stolpec III) tokovnem režimu. Uporabljal sem moč laserskega snopa 200 mW pri frekvencah premikanja pasti 50 kHz in 5 kHz . Izkaže se, da tudi v primeru mikrofluidičnega toka definirane vzorce med prekrizanimi polarizatorjema vidimo v različno izrazitih barvah zaradi lokalnega segrevanja nematika, ki se poravna v smeri različnih premikov pasti. Strukture so zaradi vpliva toka na direktorsko polje v različnih tokovnih režimih raznobarvne. V okolici dvolomnih struktur opazimo manj izrazite barve tokovnih režimov, kar je posledica znižanja dvolomnosti tekočega kristala zaradi lokalnega segrevanja. Izmed prikazanih primerov tudi tokrat izstopa vrtenje linije optičnih pasti (slika 4.8d), saj se v šibkem toku nematika tvorijo posamezna reorientirana

območja. Ta se po nastanku premikajo s tokom in ob določenih pogojih ohranjajo svojo velikost in obliko. V hitrem toku opazimo samo lokalno motnjo brez tvorjenja orientacijskih domen.

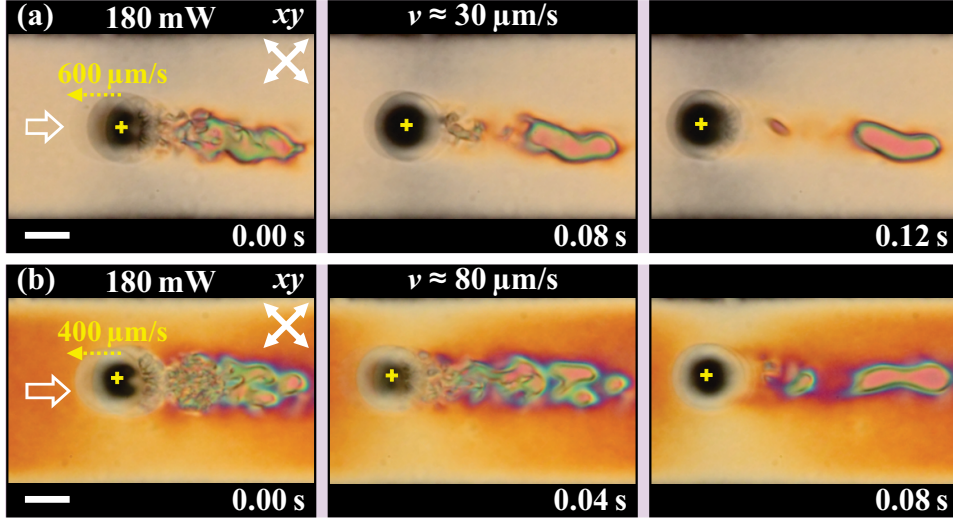


Slika 4.8: Sekvence optičnih pasti laserskega snopa v različno hitrem toku **nematika**. (a) Kvadratna mreža, (b) znak ∞ , (c) spirala in (d) vrteča se linija v režimu šibkega (stolpca I in II) in hitrega (stolpec III) toka. Merilo: 25 μm .

Nastale reorientirane domenske strukture so od okoliškega homeotropnega nematika ločene z zaključeno zanko. V takšno zanko se ujame direktorsko polje, ki je tako kot v hitrem tokovnem režimu na sliki 4.6 poravnano s tokom. Posledično je lokalna orientacijska stanja z zaključeno zanko mogoče tvoriti samo v šibkem tokovnem režimu. V toku jih lahko tvorimo tudi s hitrim premikanjem optične pasti, pri čemer ustvarimo dovolj intenzivno motnjo. Ta vodi v nastanek razpršenih domen, ki se v toku združujejo. Tako moč in hitrost premikanja snopa kot hitrost toka tekočega kristala vplivajo na nastanek, obliko in velikost domen. Časovni sekvenci tvorjenja domenskih struktur s hitrim premikom laserskega snopa v nasprotni smeri toka sta prikazani na sliki 4.9. V počasnejšem toku je za intenzivno motnjo in posledičen nastanek domene potreben hitrejši premik pasti kot v hitrejšem toku. Pri hitrosti toka 30 $\mu\text{m/s}$ premik znaša $\approx 600 \mu\text{m/s}$ (slika 4.9a), pri hitrosti toka 80 $\mu\text{m/s}$ pa vsaj

4.2. Tlačna manipulacija toka nematika in nukleacija domenskih struktur z laserskim snopom

$\approx 400 \mu\text{m/s}$ (slika 4.9b). Za nastanek domene na tak način je potrebna dovolj velika moč laserja (180 mW ali več), njihov nastanek pa je verjetnejši s premikom pasti v nasprotno smer toka tekočega kristala. Izkaže se, da je generiranje domen na tak način zelo nekontrolirano, razpon velikosti pa močno variira.

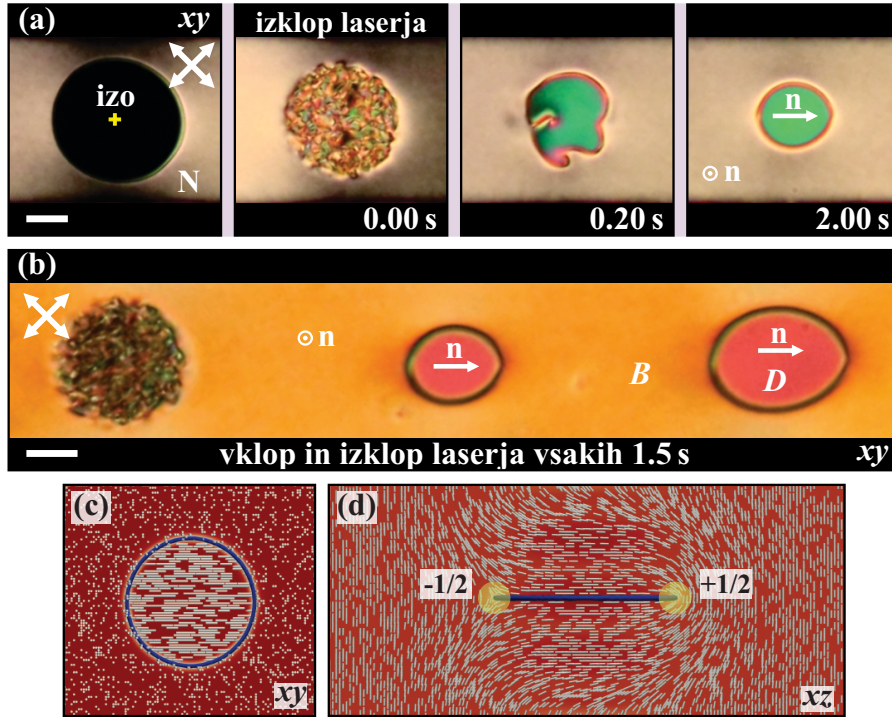


Slika 4.9: Hitri premiki optične pasti v toku nematika. Časovna sekvenca tvorjenja domenskih struktur v režimu šibkega toka pri hitrosti toka (a) $30 \mu\text{m/s}$ in (b) $80 \mu\text{m/s}$. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Bolj kontrolirano in sistematično lahko domenske strukture tvorimo z lasersko pinceto na način, ki je prikazan na sliki 4.10. Velika moč stacionarnega laserskega snopa ($\approx 180 \text{mW}$ in več) nematsko fazo lokalno segreje v izotropno čez celotno globino mikrokanalčka. Ob nenadnem izklopu takšnega snopa se sproži lokalni fazni prehod izotropne faze nazaj v nematsko fazo, pri čemer nastane skupek defektnih zank. Večina teh zank se anihilira v manj kot sekundi, nekaj pa se jih pod vplivom toka združi v metastabilno zaključeno defektno zanko, ki postane rob domenske strukture (slika 4.10a). Vklon in izklop stacionarne optične pasti in s tem tvorjenje domen lahko avtomatiziramo in kontrolirano ponavljamo vsakih nekaj sekund (slika 4.10b). Numerične simulacije na sliki 4.10c in d potrjujejo, da imajo nastale domene t.i. pobeglo strukturo, saj se direktorsko polje nematika poravnava s tokom, od homeotropno urejene okolice pa je ločeno z zaključeno defektno zanko. Zanka predstavlja fazno mejo med dvema različnima kolektivnima orientacijama molekul v nematski fazi, ki ob prisotnosti toka stabilizira lokalno ujeto direktorsko polje. Molekule tekočega kristala se v območju domenskih struktur zavrtijo za pol obrata po globini kanalčka in na ta način tvorijo lokalno “dowser” stanje. Prerez sprednjega dela disklinacijske zanke ustreza profilu z ovojnim številom $+1/2$, prerez zadnjega dela zanke pa $-1/2$ (slika 4.10d).

Direktorsko polje nematika znotraj zaključene defektne zanke in njen dinamični odziv lahko opišemo z 2D analitičnim modelom, ki sta ga razvila Žiga Kos in Simon Čopar. Natančneje je predstavljen v doktorski disertaciji [61] in skupnem znanstvenem članku [109]. Pri izpeljavi modela uporabimo nastavek za profil pobeglega direktorskega polja, ki je omejeno le na reorientacije v xy -ravnini:

$$\mathbf{n} = \mathbf{d} \sin\left(\frac{z\pi}{h}\right) + \mathbf{e}_z \cos\left(\frac{z\pi}{h}\right). \quad (4.1)$$



Slika 4.10: **Kontrolirano tvorjenje nematskih domenskih struktur.** (a) Velika moč laserskega snopa lokalno segreje nematsko fazo (N) v izotropno fazo (izo). Z nenadnim izklopom snopa povzročimo fazni prehod izotropne faze nazaj v nematsko, pri čemer nastane skupek defektnih zank, ki se pod vplivom toka oblikujejo v zaključeno defektno zanko z ujetim direktorskim poljem. (b) Vklon in izklop pasti lahko avtomatizirano ponavljamo na vsakih nekaj sekund. (c, d) Simulacije pokažejo ureditev ujetega direktorskega polja v in ob defektni zanki; avtor Rui Zhang. Merilo: 25 μm .

V enačbi (4.1) je \mathbf{d} enotski vektor orientacijskega polja domenske strukture v xy -ravnini, z je višina vzdolž globine h kanalčka in \mathbf{e}_z enotski vektor vzdolž z -smeri. Hitrostni profil toka opišemo s Poiseuilleovim nastavkom:

$$\mathbf{v}(z) = 4 \left(1 - \frac{z}{h}\right) \frac{z}{h} \mathbf{v}, \quad (4.2)$$

kjer je \mathbf{v} vektorsko polje v xy -ravnini mikrofluidičnega kanalčka. Za model je pomembna tudi disipativna funkcija nematika, ki povezuje gradient hitrostnega polja z direktorskim poljem in njegovim časovnim odvodom (razdelek 2.3.1). Za opis dinamike domenske strukture zadostuje disipativna funkcija \mathcal{D} s časovnimi odvodi direktorja:

$$\mathcal{D} = \alpha_2 \dot{n}_i n_j \partial_j v_i + \alpha_3 \dot{n}_i n_j \partial_i v_j + \frac{1}{2} \gamma_1 \dot{n}_i \dot{n}_i. \quad (4.3)$$

Celotna disipacija oziroma izguba energije sistema je enaka volumskemu integralu po celotni disipativni funkciji. Ker se direktorsko polje nematika in njegov hitrostni profil po z -smeri ne spreminjata (enačbi (4.1) in (4.2)), lahko izvedemo zgolj integracijo po z -osi, s čimer dobimo efektivno disipativno funkcijo $\mathcal{D}_{2D} = \int \mathcal{D} dz$ za 2D pojave:

$$\mathcal{D}_{2D} = \alpha_2 h \dot{d}_i d_j \partial_j v_i \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\pi^2}\right) + \alpha_2 \dot{d}_i v_i \frac{2}{\pi} + \alpha_3 h \dot{d}_i d_j \partial_i v_j \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\pi^2}\right) + \frac{\gamma_1}{4} h \dot{d}_i \dot{d}_i. \quad (4.4)$$

Enačba (4.4) ima prispevke časovnega odvoda orientacijskega polja domenske strukture \mathbf{d} , ki so sklopljeni z gradientom hitrosti. Gostoto elastične proste energije orientacijske domenske strukture v približku ene elastične konstante K zapišemo kot:

$$f_{2D} = \frac{K}{2} \left[\frac{h}{2} (\nabla \cdot \mathbf{d})^2 - \pi (\nabla \cdot \mathbf{d}) + \frac{h}{2} (\nabla \times \mathbf{d})^2 + \frac{\pi^2}{h} \right]. \quad (4.5)$$

Ob zapisu domenske strukture v xy -ravnini $\mathbf{d} = (\cos \phi, \sin \phi)$ in upoštevanju Lagrangeovega formalizma za kot ϕ oblike $\partial_i \frac{\partial f_{2D}}{\partial (\partial_i \phi)} - \frac{\partial f_{2D}}{\partial \phi} = \frac{\partial \mathcal{D}_{2D}}{\partial \phi}$, dobimo enačbo za orientacijo direktorskega polja v domenski strukturi:

$$\begin{aligned} \dot{\phi} = & \frac{K}{\gamma_1} \nabla^2 \phi + \frac{K\pi}{\gamma_1 h} (\mathbf{d} \cdot \nabla) \phi + 2 \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\pi^2} \right) \Omega_{xy} \\ & - 2\lambda \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\pi^2} \right) (A_{xx} \sin 2\phi - A_{xy} \cos 2\phi) - (\lambda + 1) \frac{2}{\pi h} (v_x \sin \phi - v_y \cos \phi), \end{aligned} \quad (4.6)$$

kjer je $A_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i v_j + \partial_j v_i)$ in $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i v_j - \partial_j v_i)$. Dinamika direktorskega polja domenske strukture, podanega z ravninskim kotom ϕ relativno glede na x -os, se pojavi zaradi elastičnih lastnosti tekočega kristala in poravnave njegovih molekul v smeri toka. Ob predpostavki zveznega toka nematika na sredini mikrofluidičnega kanalčka v x -smeri in neupoštevanju pahljačasto-upogibne anizotropije $((\mathbf{d} \cdot \nabla)\phi)$, se enačba 4.6 poenostavi v:

$$\gamma_1 \dot{\phi} = K \nabla^2 \phi - \frac{2(\gamma_1 - \gamma_2)}{\pi h} v \sin \phi. \quad (4.7)$$

S tem je dinamika ujetega direktorskega polja podana z linearno sklopitvijo med direktorskim in hitrostnim poljem. Enačba (4.7) je znana kot oblika nelinearnega modela s solitonskimi rešitvami, t.i. *sine-Gordonova* enačba izven ravnovesnega stanja [51], s karakteristično dolžino $\zeta = \sqrt{\frac{K\pi h}{-4v\alpha_2}}$. Karakteristična dolžina je pomemben kriterij za opis dinamike domenskih struktur, kadar so le-te izpostavljene različnim tokovnim spremembam.

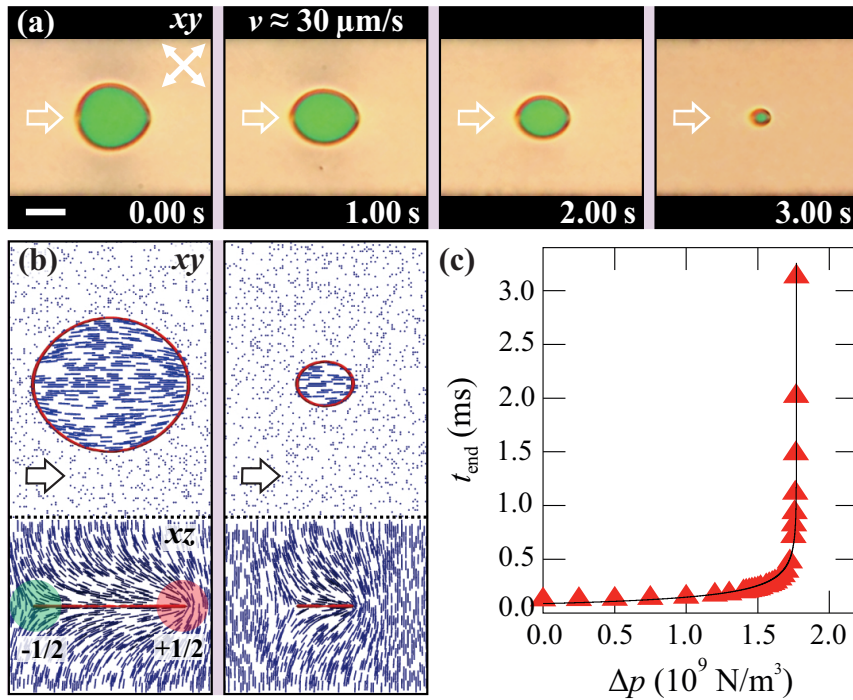
4.3 Dinamika domenskih struktur

Orientacijske domenske strukture lahko v toku nematika manipuliramo na različne načine. Domene se po nastanku premikajo s tokom, ta pa vpliva na njihovo velikost in obliko. Obliko nastalih domen lahko spreminjamo tudi z lasersko pinceto. Ob nenadnih spremembah tokov so domene podvržene rekonfiguraciji in relaksaciji ujetega direktorskega polja.

4.3.1 Vpliv hitrosti toka na krčenje oziroma širjenje domen

Vpliv toka na krčenje in širjenje domen najprej opišem na podlagi eksperimentalnih opažanj in simulacij, za tem pa sledi še razlaga s podpornim teoretičnim modelom. Izkaže se, da je dinamični odziv domenskih struktur v mikrofluidičnem kanalčku odvisen od začetne velikosti domen in hitrosti toka tekočega kristala. Če je začetna velikost nukleiranih domen nad neko kritično vrednostjo, potem se domene širijo ali krčijo. Kaj se zgodi je odvisno od hitrosti toka tekočega kristala, v katerem domene nastanejo. Pri dovolj močnih tokovih se domene stabilizirajo, pri zelo šibkih tokovih

pa se anihilirajo. Slika 4.11a prikazuje časovno sekvenco nestabilnosti domene v šibkem tokovnem režimu pri hitrosti $30 \mu\text{m/s}$. Defektna zanka se ne glede na začetno velikost krči in nazadnje izgine v homogeni okolici. Metastabilnost domen napove tudi rezultat simulacije, prikazan na sliki 4.11b. Življenjski čas domen oziroma čas krčenja do anihilacije narašča z višanjem pretoka oziroma z večanjem gradienta tlaka (slika 4.11c). Ta narašča vse dokler pri neki vrednosti ne pride do divergence, ki pomeni kritično točko v hitrosti toka tekočega kristala, nad katero so zanke v toku stabilne.



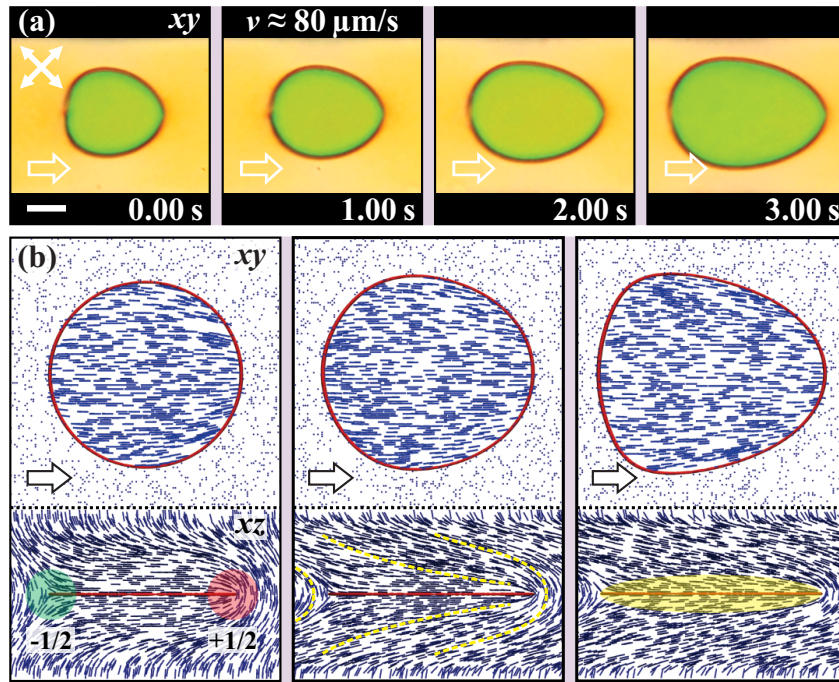
Slika 4.11: **Krčenje defektne zanke s pobeglo strukturo.** (a) Časovna sekvenco v šibkem tokovnem režimu nematika. (b, c) Simulacije, ki jih je izvedel Rui Zhang, potrjujejo eksperimentalne ugotovitve in napovejo kritično točko v gradientu tlaka, ki predstavlja prehod v režimu stabilnosti domenskih struktur. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Nad kritično hitrostjo toka tekočega kristala domenske strukture po nastanku rastejo, če njihova začetna velikost presega kritično velikost. V primeru, da je njihov začetni polmer manjši od kritičnega, se domene krčijo in anihilirajo. Na sliki 4.12a je prikazana časovna sekvenco eksperimenta, kjer domena v šibkem tokovnem režimu pri hitrosti $80 \mu\text{m/s}$ raste. Ko domena doseže stene kanalčka, se njena rast nadaljuje v obliki elipsoida z daljšo osjo v smeri kanalčka. Tudi simulacije na sliki 4.12b napovejo rast in nakažejo spremembo oblike defektne zanke nad kritično hitrostjo.

Žiga Kos in Simon Čopar sta pokazala, da lahko dinamiko spreminjanja velikosti defektnih zank s pobeglo strukturo direktorskega polja opišemo analitično s kvantitativnim fenomenološkim modelom [61, 109]:

$$\gamma_r \dot{r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} = -4\alpha_2(v \cos \phi - v_c) - \frac{2\pi T}{r}. \quad (4.8)$$

V enačbi (4.8) je F efektivna prosta energija domenske strukture, γ_r viskozni parameter zaradi sile upora na gibajočo se zanko, T njena linijska napetost in $v_c = \frac{\pi^3 K}{-4h\alpha_2}$ kritična hitrost. v_c predstavlja pomemben kriterij za napoved stabilnosti domenskih



Slika 4.12: **Rast defektne zanke z domensko strukturo.** (a) Časovna sekvenca v šibkem tokovnem režimu nematskega tekočega kristala. (b) Rezultati simulacij, ki jih je izvedel Rui Zhang, potrjujejo eksperimentalne ugotovitve in pokažejo spreminjanje direktorskega polja okrog domenske strukture. Merilo: 25 μm .

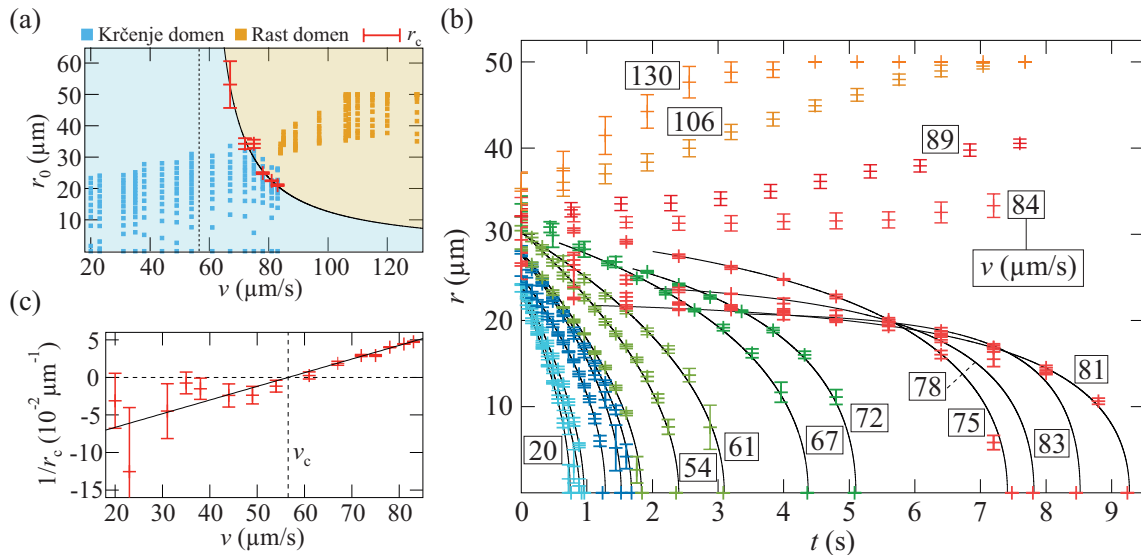
struktur. Napoved modela se dobro ujema z eksperimentalnimi ugotovitvami. Če je hitrost na sredini kanalčka pod v_c , so vse domene nestabilne, pri čemer se njihov premer postopoma zmanjšuje do izginotja. Pri hitrostih nad v_c je stabilnost domen odvisna od začetne velikosti. Če je njihov začetni polmer r_0 manjši od kritičnega r_c :

$$r_c = \frac{\pi T}{-2\alpha_2 v - v_c}, \quad (4.9)$$

potem so domene nestabilne in se anihilirajo. Če je njihov začetni polmer večji od kritičnega, pa se širijo ter prilagajajo obliki mikrofluidičnega kanalčka. Opisani možni scenariji dinamičnega obnašanja domen, krčenje in rast, so za različne začetne polmere in hitrosti v mikrofluidičnem kanalčku prikazani na faznem diagramu na sliki 4.13a. Če enačbo (4.8) integriramo, dobimo časovno odvisnost za polmer domenskih struktur:

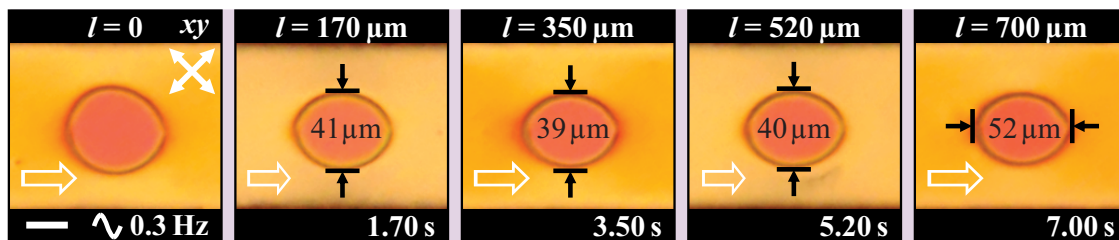
$$t = \frac{1}{a} \left(r - r_0 + r_c \ln \frac{r_c - r}{r_c - r_0} \right), \quad (4.10)$$

kjer je parameter $a = (\gamma_1 - \gamma_2)(v - v_c)/\gamma_r$. Enačba (4.10) dobro opiše eksperimentalno obnašanje krčenja domen, kar prikazuje graf na sliki 4.13b. Teoretičnega modela nismo uporabili za rastoče domene, saj se te hitro razširijo do sten mikrokanalčka, s čimer se spremeni njihova oblika in smer rasti. S parametrom prilaganja $1/r_c$ smo določili teoretično vrednost kritične hitrosti v_c . Gre za točko, kjer linearna odvisnost $1/r_c$ doseže vrednost 0 (slika 4.13c). Za naš primer je to pri $v_c = (56.4 \pm 1.4) \mu\text{m/s}$. Kritična hitrost, izračunana direktno iz dimenzij kanalčka in viskoelastičnih lastnosti tekočega kristala 5CB, znaša $v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$. Vrednosti nekoliko odstopata, saj je teoretični model precej poenostavljen v primerjavi z eksperimentom.



Slika 4.13: Spreminjanje velikosti domenskih struktur pri različnih hitrostih toka nematika. (a) Fazni diagram stabilnosti domen. Modro območje prikazuje krčenje, oranžno območje pa rast domen. Območji sta med seboj ločeni s krivuljo, ki ustreza kritičnemu polmeru r_c . Domene, ki se krčijo in so nad kritično krivuljo, so še v nastajanju. Točke so eksperimentalni podatki. (b) Časovna odvisnost polmera domen pri različnih hitrostih. Teoretični model (polna krivulja) po enačbi (4.10) se ujema z eksperimentalnimi podatki (točke) krčenja domen. Zaradi sten mikrofluidičnega kanalčka, ki spremenijo obliko in rast domen, teoretičnega modela ne moremo prilagoditi na eksperimentalne podatke rastočih domen. (c) Teoretično (polna krivulja) določimo kritično hitrost s pomočjo parametra prileganja $1/r_c$ na eksperimentalne podatke; $v_c = (56.4 \pm 1.4) \mu\text{m/s}$. Avtor krivulj, ki ustrezajo teoretičnemu modelu, je Žiga Kos.

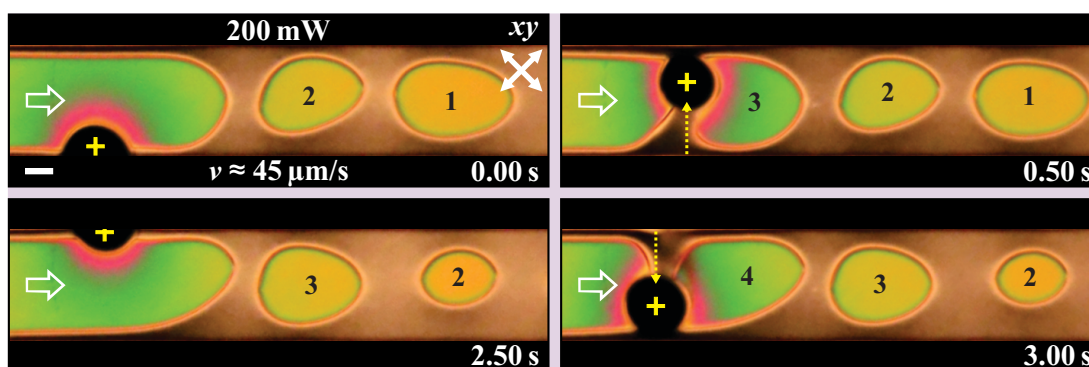
Analitična in numerična obravnava dinamike domenskih struktur pokaže, da se direktorsko polje znotraj disklinacijske zanke po nastanku v celoti poravnava s smerjo toka. V odvisnosti od začetne velikosti domene in hitrosti toka v mikrofluidičnem kanalčku se domena krči ali pa raste. Z natančnim spreminjanjem in aktivno kontrolo pretoka pa lahko domeno ohranjamo pri izbrani velikosti dlje časa. Slika 4.14 prikazuje primer, kjer pobeglo direktorsko polje s sinusno modulacijo hitrosti toka med $70 \mu\text{m/s}$ in $95 \mu\text{m/s}$ s časovno periodo 3.5 sekunde ohranjamo skorajda nespremenjeno nekaj 10 sekund. Nespremenjene velikosti domen so možne le v šibkem toku nadkritične hitrosti z majhnimi spremembami v hitrosti toka, za najprimernejšo pa se izkaže sinusna oblika modulacije.



Slika 4.14: Ohranjanje velikosti domenske strukture. S periodično modulacijo toka $70 \mu\text{m/s} < v < 95 \mu\text{m/s}$ se lahko vzdržuje velikost domen. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

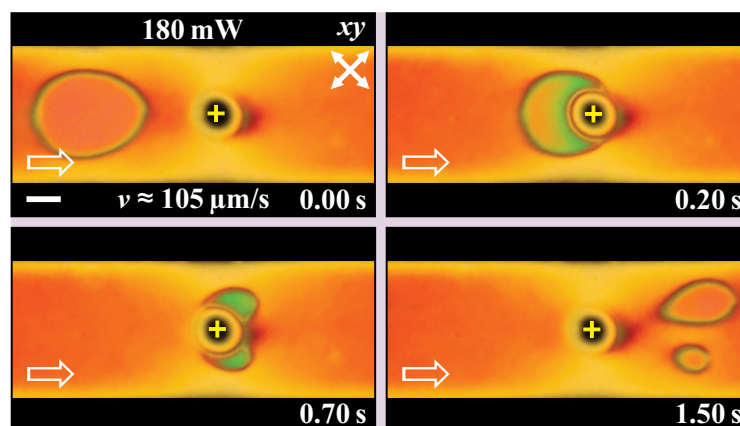
4.3.2 Vpliv laserskega snopa na obliko in velikost domen

V prejšnjih razdelkih sem pokazal, da lahko v toku nematika z laserskim snopom kontrolirano tvorimo nematske domenske strukture. Nastale domene lahko nadalje manipuliramo tudi z laserskim snopom. Na sliki 4.15 je prikazana časovna sekvence rezanja hitrega tokovnega režima oziroma večje pobegle domenske strukture na manjše kose. S premikanjem optične pasti z močjo 200 mW prečno na tok lokalno talimo tekoči nematik v izotropno fazo in na ta način ustvarimo zaporedje posameznih domen. Z rahlo upočasnitvijo toka med tem postopkom “rezanja” preprečimo rast domen in posledično njihovo združevanje.



Slika 4.15: Časovna sekvenca rezanja domenske strukture s pobeglo fazo. S premikanjem optične pasti prečno na tok tekočega kristala lahko hitri tokovni režim (s tokom poravnano fazo) režemo na posamezne domene. Merilo: 25 μm .

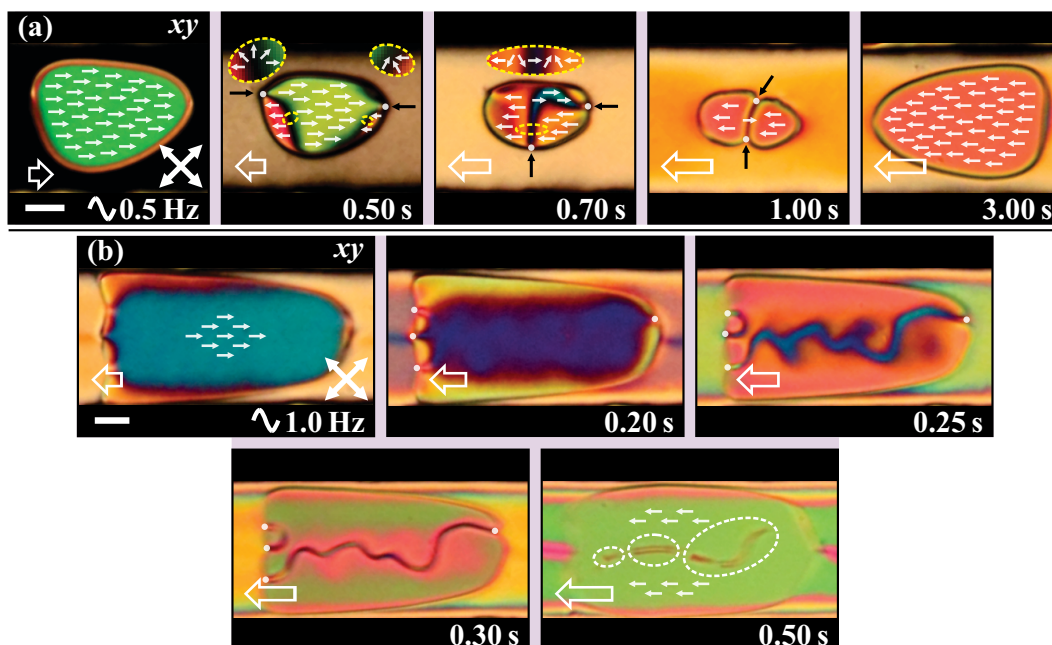
Domenske strukture lahko z laserskim snopom tudi razpolovimo, kot kaže posnetek eksperimenta na sliki 4.16. Optična past z močjo 180 mW je v mikrofluidičnem kanalčku nepremična, domenam pa se med interakcijo z laserskim snopom spremenita velikost in barva zaradi spremembe temperature in viskoznosti. Dve manjši domeni se naprej advektirata s tokom in se glede na začetno velikost krčita oziroma širita.



Slika 4.16: Časovna sekvenca razpolavljanja domenske strukture s statičnim laserskim snopom. Domena se ob laserskem snopu upočasni in po sredini stali, iz nje nastali polovici pa se advektirata s tokom. Merilo: 25 μm .

4.3.3 Rekonfiguracija in relaksacija ograjenega nematika

Vzpostavljanje pretoka tekočega kristala s preciznim kontrolerjem tlaka omogoča manipulacijo tokov z različnimi modulacijami. Smer toka nematika sem spreminjal s sinusno modulacijo različnih frekvenc in amplitud tlaka. Direktorsko polje nematika pri tem spreminja smer in se reorientira v smeri toka. Stabilne potujoče domenske strukture sledijo spremembi toka, se pri tem deformirajo in poravnava v smeri toka. Izkaže se, da pri spremembi smeri pretoka prejšnje stabilno orientacijsko stanje v domenski strukturi postane nestabilno, saj pride do reorientacije ujetega direktorskega polja v xy -ravnini, kar napove tudi teoretični model po enačbi 4.7. Eksperimentalna primera sinusne modulacije v območju hitrosti med $-90 \mu\text{m/s}$ in $90 \mu\text{m/s}$ s frekvenco 0.5 Hz in 1.0 Hz sta prikazana na sliki 4.17. Ko pri spremembi smeri toka hitrost pade pod kritično vrednost, se domena začne krčiti. Reorientacija ujetega direktorskega polja se začne na robovih domenske strukture. To vodi v njeno spremenjeno obliko s površinskimi točkastimi defekti, ki jih povezujejo orientacijske mejne črte, ki se širijo v notranjost domene. Pod polarizacijskim mikroskopom reorientacijo domen spremlja sprememba dvolomnih barv s temno razmejitveno črto.

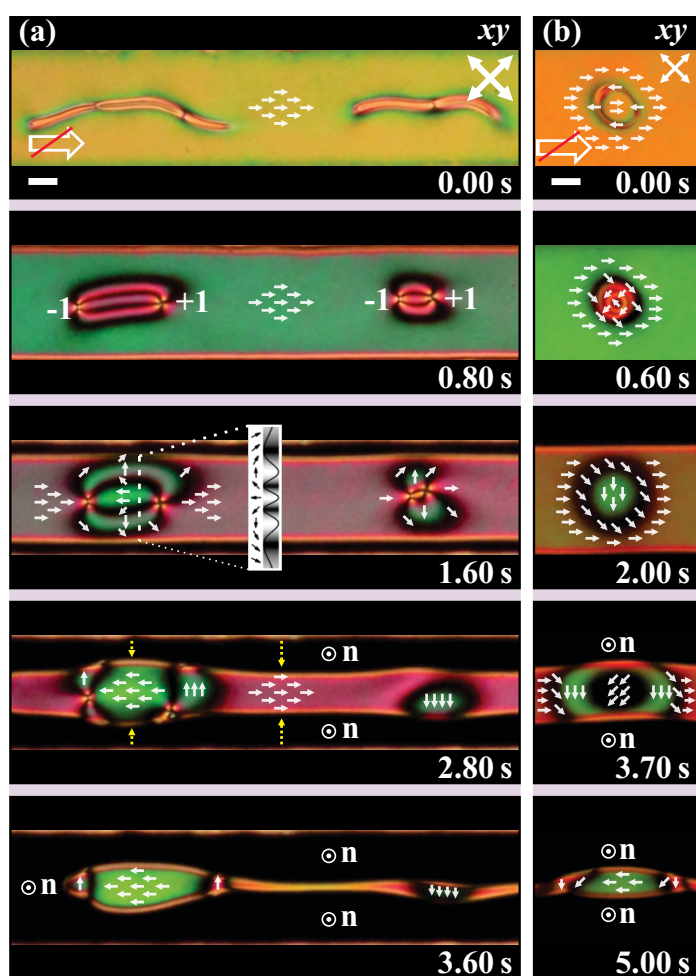


Slika 4.17: Sinusne modulacije domenskih struktur v toku nematika. (a) Domena sledi spremembi smeri pretoka v razponu hitrosti od $-90 \mu\text{m/s}$ do $90 \mu\text{m/s}$ s frekvenco 0.5 Hz . Pri tem se tvorijo površinski točkasti defekti, temne črte obračanja direktorskega polja in 2π solitoni. (b) Pri frekvenci 1.0 Hz se direktorsko polje znotraj domene sočasno poravnava s smerjo toka po celotni dolžini. Pri tem se pojavijo solitoni nepravilnih oblik, ki se krčijo in razpadejo. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Teoretična obravnava pokaže, da prvotna orientacija direktorskega polja znotraj domene ob spremembi smeri toka postane energijsko neugodna, zato se skrči v 2π soliton, fiksiran na robu domene (ozko območje, kjer se molekule tekočega kristala med energijsko ugodnima območjema zavrtijo za 2π), kot je prikazano na sliki 4.17a. Ko sprememba hitrosti toka preseže kritično vrednost, domena začne rasti, kar vodi v anihilacijo solitonskih struktur preko nezvezne direktorske preureditve z zelo majhno karakteristično dolžino ζ . Ob dovolj hitrem spreminjanju pretoka pride do reorien-

tacije direktorskega polja istočasno vzdolž celotne dolžine domenske strukture (slika 4.17b). To vodi v nukleacijo solitonov nepravilnih oblik, ki se krčijo in razpadejo. Ker so solitoni topološko zaščiteni, izginejo, kadar je karakteristična dolžina tako majhna, da se pojavi možnost nezvezne direktorske preureditve (črtkane elipse na zadnji sekvenci slike 4.17b). Ta pojav efektivno predstavlja lokalni zlom oziroma “taljenje” ograjenega direktorskega polja, ki se zgodi v delčku sekunde in se običajno zaključi na spodnji ali zgornji površini kanalčka.

Natančneje smo proučili tudi obnašanje domenskih struktur ob nenadni zaustavitvi mikrofluidičnega toka. Ustavljajal sem večje domene, ki sem jih sprva lokalno tvoril z lasersko pinceto. Ob zaustavitvi se domene krčijo, kot prikazuje časovna sekvenca na sliki 4.18. Znotraj ograjenega direktorskega polja domene pride do preureditve, kar vodi v nastanek točkastih defektov s celoštevilskim topološkim nabojem ± 1 . Ti se pojavijo v parih in so povezani s solitoni (slika 4.18a).



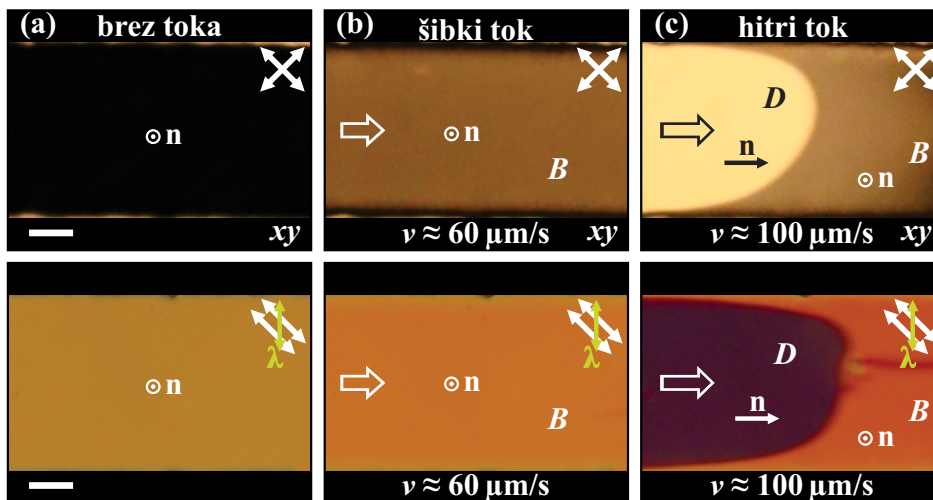
Slika 4.18: **Relaksacija domenskih struktur.** Zaustavitev pretoka vodi v relaksacijo in preureditev direktorskega polja domen, pri čemer nastanejo (a) celoštevilni točkasti defekti z nabojem ± 1 povezani s solitoni in (b) zaključeni krožni solitoni, ki se postopoma anihilirajo v začetno homeotropno stanje nematika. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Ob zaustavitvi pretoka se karakteristična dolžina ζ poveča, solitoni pa se začnejo razširjati in razkrivati svojo strukturo. Za ta primer je sine-Gordonova enačba rešljiva analitično, njena rešitev pa opiše prečni profil solitona $\phi(y) = 4 \arctan \exp^{\pm y/\xi}$ (vstavek na tretji sekvenci slike 4.18a), ki nakaže ureditev direktorskega polja. Za-

ključena defektna zanka domene v območju točkastih defektov in solitonov se krči počasneje kot druge. Eksperiment pokaže, da je tipični relaksacijski čas okoli 4 sekunde. Ob relaksaciji se lahko pojavijo tudi zaključeni krožni solitoni (slika 4.18b). Ti se postopoma odvijajo in pri tem spreminjajo smer direktorskega polja. Tipični čas anihilacije krožnih struktur je 5.5 sekunde.

4.4 Vpliv laserskega snopa na tok nematika CCN

V homeotropnih PDMS kanalčkih me je zanimal razvoj tokovnih režimov tudi za nematik CCN z negativno dielektrično anizotropijo. Podrobnih analiz nisem opravljal, saj so fizikalne lastnosti tekočega kristala CCN podobne kot pri tekočem kristalu 5CB. Uporabljal sem mešanico CCN-36 in CCN-55 v razmerju 1:1, saj takšna kombinacija tvori nematsko fazo že pri sobni temperaturi. Podobno kot pri nematiku 5CB, tudi pri CCN opazimo različne tokovne režime. Slika 4.19a prikazuje homeotropni kanalček z mešanico CNN brez toka. Šibki tokovni režim s hitrostjo toka $60 \mu\text{m/s}$ je prikazan na sliki 4.19b. Prehod v hitri režim, kjer se direktorsko polje na sredini kanalčka poravnava v smeri toka, je viden na sliki 4.19c. Dvolomne barve so tokrat manj izrazite, saj imajo ti tekoči kristali majhno optično dvolomnost ($\Delta \approx 0.03$) [85]. Hitrosti za prehode med različnimi tokovnimi režimi oziroma stanji skoraj sovpadajo s tistimi pri nematiku 5CB.

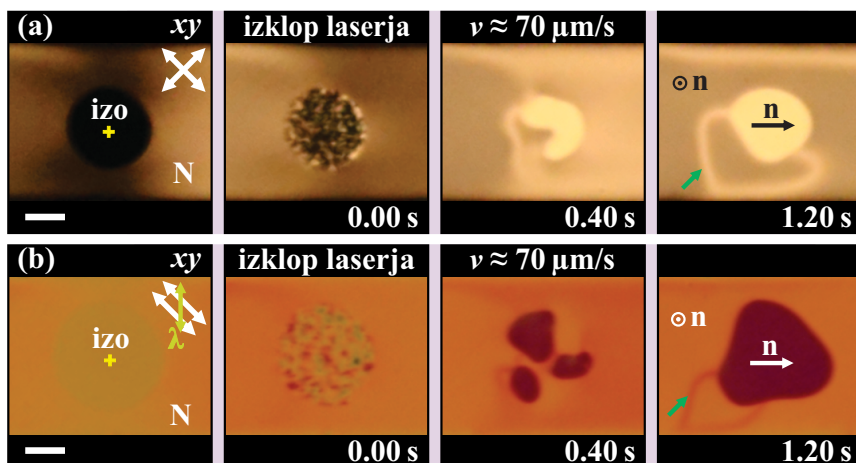


Slika 4.19: Tok nematika CCN v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku. (a) Stanje brez toka in (b) šibki tokovni režim (B stanje). (c) Prehod šibkega tokovnega režima v režim hitrega toka (D stanje). Merilo: $25 \mu\text{m}$.

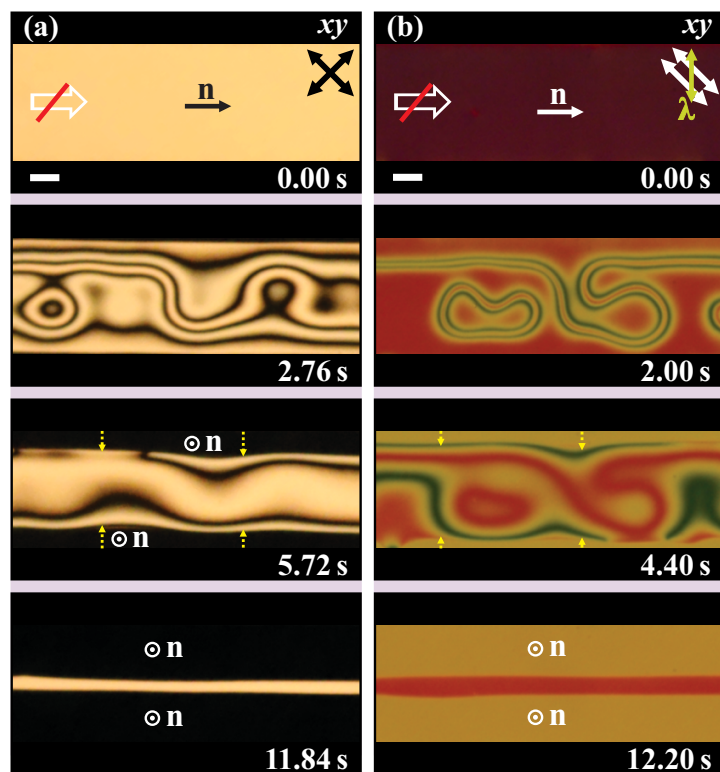
Z laserskim snopom je v šibkem toku nematika CCN mogoče tvoriti podobne orientacijske domenske strukture kot v 5CB-ju. Slika 4.20 prikazuje časovno sekvenco tvorjenja domen v mikrofluidičnem kanalčku z nenadnim izklopom laserskega snopa pri dveh različnih postavitev polarizatorjev. Domene se oblikujejo v manj kot sekundi, od homeotropne okolice pa jih ločuje disklinacijska linija. Njihova oblika se razlikuje od tistih v nematiku 5CB, saj opazimo še dodatno zaključeno linijo, ki se ustvari ob domeni in nanjo pripeta "potuje" s tokom. Glede na začetni premer in hitrost toka se domene lahko krčijo ali rastejo. Stabilizirajo se pri nižjih pretokih in manjših velikostih kot v 5CB-ju, saj imata tekoča kristala različne vrednosti elastičnih konstant. Pri tekočem kristalu CCN znaša razmerje med elastičnima

4.4. Vpliv laserskega snopa na tok nematika CCN

konstantama $K_{33}/K_{11} \approx 0.7$, pri čemer je vrednost K_{11} na intervalu od 3 pN do 9 pN in vrednost K_{33} na intervalu od 2 pN do 6 pN [85]. Razmerje K_{33}/K_{11} je pri 5CB-ju vedno večje od 1, natančnejše vrednosti konstant pa so podane v tabeli 3.2 (razdelek 3.2).



Slika 4.20: Tvorjenje domenskih struktur v toku nematika CCN. (a, b) Z nenadnim izklopom optične pasti povzročimo lokalni fazni prehod iz izotropne v nematsko fazo, kjer se zaradi toka oblikuje defektna zanka s pobeglim direktorskim poljem. Ob domenski strukturi se ustvari še dodatna zaključena linija (označena z zeleno puščico). Merilo: 25 μm .



Slika 4.21: Relaksacija domenskih struktur v nematiku CCN. (a, b) Zaustavitev pretoka vodi v relaksacijo in preureditev direktorskega polja v pobegli domeni. Zaradi sidranja ob robovih domena izginje na sredini kanalčka. Merilo: 25 μm .

Relaksacija domenskih struktur ob nenadni zaustavitvi pretoka v mikrofluidičnem kanalčku je prikazana na sliki 4.21. Ustavljaj sem večje domenske strukture, ki sem jih pred tem tvoril z laserskim snopom. Ob zaustavitvi se domene krčijo, znotraj njih pa prihaja do reorientacije direktorskega polja. Pri tem se pojavljajo različne nezaključene in zaključene linije ter več krožnih solitonov. Tipični relaksacijski čas anihilacije domen je približno 12 sekund.

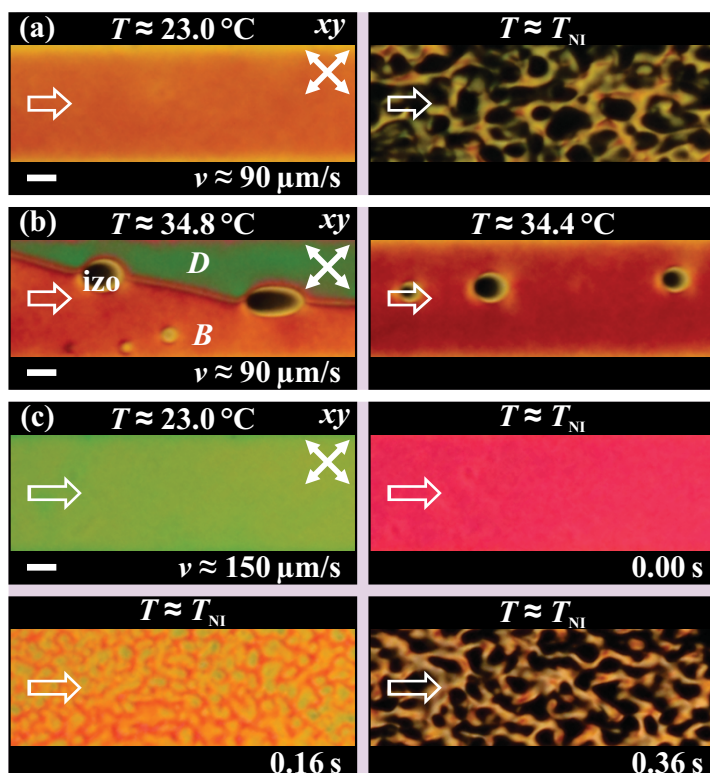
4.5 Temperaturna manipulacija toka nematskega tekočega kristala

Večino eksperimentov sem opravil pri sobni temperaturi $\approx 23.0^\circ\text{C}$. V tem razdelku pa bom predstavil, kako se tok nematika 5CB, njegove domenske strukture in optična past laserskega snopa obnašajo v homeotropnem mikrofluidičnem sistemu pri temperaturah v bližini faznega prehoda iz nematske v izotropno fazo.

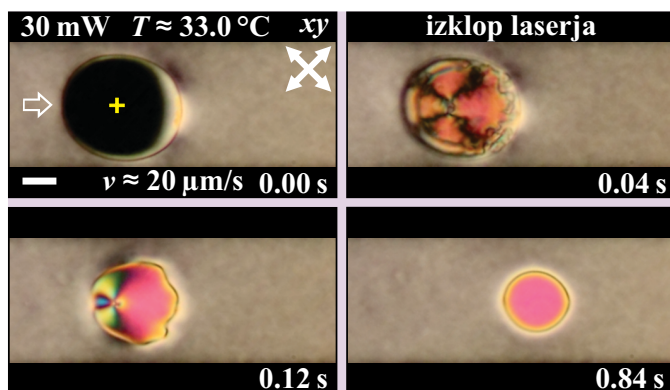
Med sobno temperaturo in temperaturo tik pod faznim prehodom ($T_{\text{NI}} \approx 34.0^\circ\text{C}$) opazimo, da je zaporedje tokovnih režimov enako kot pri nižjih temperaturah. Pri višjih temperaturah so za vzpostavitev in spreminjanje hitrosti toka potrebni manjši gradienti toka. Spremembe se opazijo v toku pri prehodu nematske faze v izotropno in obratno (slika 4.22). Na sliki 4.22a je prikazan primer šibkega tokovnega režima nematika s hitrostjo $90\ \mu\text{m/s}$, ki ga iz začetne sobne temperature segrejemo na 40.0°C s korakom 0.5°C/s . Pri temperaturi faznega prehoda se v nematiku tvorijo izotropne domene, ki rastejo in se združujejo, s čimer celoten tok v mikrofluidičnem kanalčku preide v izotropno fazo. Pod polarizacijskim optičnim mikroskopom opazimo temne domenske strukture, ki prevladajo nad dvolomno nematsko fazo. Nato sem isti tokovni režim iz 40.0°C ohlajal na sobno temperaturo, del faznega prehoda pa je prikazan na sliki 4.22b. Sedaj se tvorijo nematske domenske strukture (\mathbf{D} stanja) skupaj s krožnimi izotropnimi domenami znotraj homeotropne strukture (\mathbf{B} stanje). Domenske strukture v odvisnosti od hitrosti toka rastejo ali se krčijo, temne izotropne domene pa se zaradi zniževanja temperature sčasoma krčijo in anihilirajo. Vpliv temperature sem preveril tudi za hitri tokovni režim s hitrostjo $150\ \mu\text{m/s}$, "obnašanje" pri faznem prehodu pa je s časovno sekvenco prikazano na sliki 4.22c. V tem primeru najprej opazimo spremembo dvolomnih barv orientacijskega stanja, ki postane nestabilno in s tvorjenjem izotropnih domen po celotni dolžini kanalčka preide v izotropno fazo. Pri ohlajanju tudi tokrat opazimo orientacijske nematske in izotropne domenske strukture. Nematske domene rastejo in se združujejo, izotropne pa se krčijo in anihilirajo.

Od $T \approx 33.0^\circ\text{C}$ naprej je optična past v toku nematika podolgovate in eliptične oblike (sliki 4.23 in 4.24), kar gre pripisati optičnim efektom. Tekoči kristal pri višjih temperaturah lokalno stalimo v izotropno fazo že pri bistveno nižjih močeh laserja ($\approx 30\text{mW}$). Morebitne termične fluktuacije lahko povzročijo rahle nestabilnosti pri segrevanju z optično pastjo, kar se pokaže v oscilirajočem spreminjanju širine izotropnega otočka okoli pasti. Z nenadnim izklopom laserskega snopa se tudi tokrat tvorijo nematske domenske strukture, njihov nastanek pa se zaradi višje temperature sistema razlikuje od tistega pri sobni temperaturi. Višja temperatura nematika vodi v stabilnost domenskih struktur že pri bistveno nižjih pretokih. Časovna sekvenca tvorjenja domene v toku s hitrostjo $20\ \mu\text{m/s}$ pri temperaturi 33.0°C je prikazana na sliki 4.23. V tem primeru je za nastanek domene potrebnih zgolj 0.1 sekunde.

4.5. Temperaturna manipulacija toka nematskega tekočega kristala

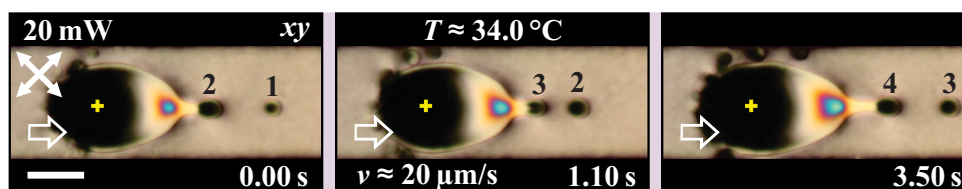


Slika 4.22: Temperaturni fazni prehodi različnih tokovnih režimov. (a) Šibki tok preide iz nematske faze v izotropno s tvorjenjem izotropnih domen. (b) Pri ohlajanju istega tokovnega režima se tvorijo nematske (D stanja) in izotropne (izo) domenske strukture, ki se sčasoma anihilirajo. (c) Hitri tokovni režim preide v izotropno fazo s tipičnimi barvnimi vzorci, ki se pojavijo zaradi sprememb v dvolomnosti tekočega kristala. Merilo: $25 \mu\text{m}$.



Slika 4.23: Tvorjenje domenske strukture v toku nematika pri višji temperaturi. Tekoči kristal lokalno stalimo v izotropno fazo že pri moči laserja 30 mW . Ob nenadnem izklopu laserja se tvori domenska struktura, ki se stabilizira že v toku s hitrostjo $20 \mu\text{m/s}$. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

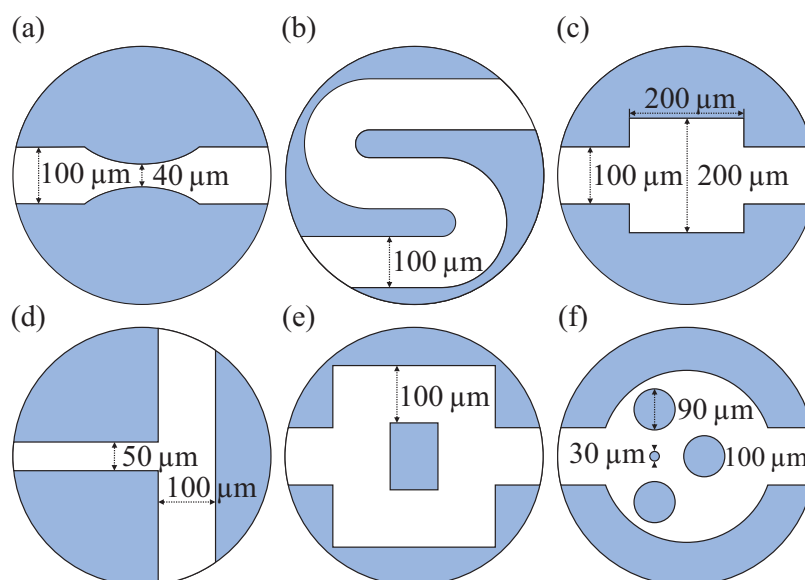
V mikrofluidičnem toku nad $33.0 \text{ }^\circ\text{C}$, opazimo še večjo nestabilnost in elipsoidno obliko optične pasti. Slika 4.24 prikazuje stacionarno optično past z močjo 20 mW v šibkem tokovnem režimu s hitrostjo $20 \mu\text{m/s}$ pri $T \approx 34.0 \text{ }^\circ\text{C}$. Nestabilnost nematika v bližini laserskega snopa se v tem primeru kaže s tvorbo majhnih izotropnih domen, ki “potujejo” s tokom in se večinoma anihilirajo.



Slika 4.24: **Optična past v toku nematika pri višji temperaturi.** Ob nestabilni elipsoidni obliki optične pasti se tvorijo majhne izotropne domene, ki se sčasoma anihilirajo. Merilo: 50 μm .

4.6 Manipulacija domen v različnih geometrijah kanalčkov

V tem razdelku pokažem, da lahko domenske strukture nematika 5CB manipuliramo z obliko mikrofluidičnih kanalčkov brez uporabe optične pincete ali spreminjanja hitrosti pretoka s kontrolerjem tlaka. Eksperimente sem izvajal v 12 μm globokih mikrofluidičnih kanalčkih z zožitvami, razširitvami, serpentinastimi zavoji, T-razcepi in ovirami (slika 4.25). Izkaže se, da je oblika in velikost domenskih struktur odvisna od geometrije kanalčka, po kateri potuje. Opravil sem analizo spreminjanja površine domen pri različnih pretokih in rezultate primerjal z dinamiko v linearnih kanalčkih. Pokazal bom tudi, da lahko z ustrezno geometrijo mikrofluidičnih kanalčkov domenske strukture kontrolirano razpolavljamo in združujemo.

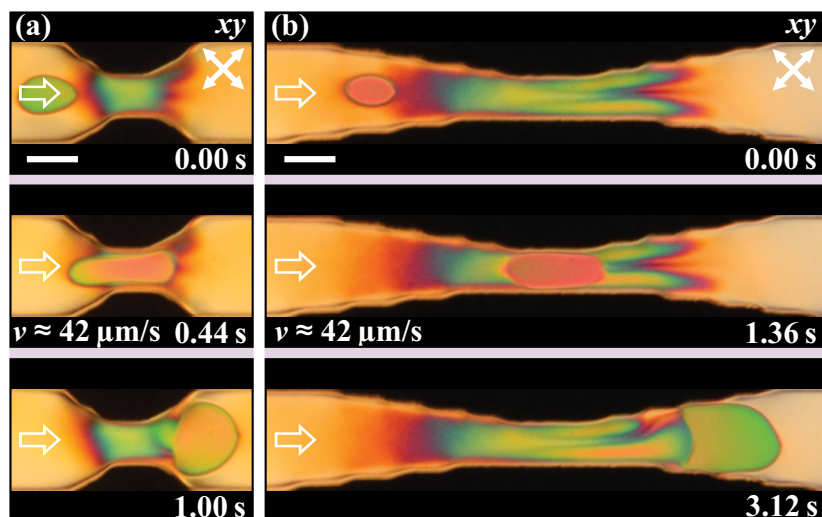


Slika 4.25: **Shematski prikaz različnih geometrij mikrofluidičnih kanalčkov.** (a) Zožitev, (b) serpentinasti zavoj, (c) kvadratna razširitev, (d) T-križišče, (e) dvojno T-križišče in (f) krožna razširitev z ovirami.

Eksperimente sem najprej izvajal v mikrofluidičnih kanalčkih z vmesnimi zožitvami širine 40 μm (slika 4.25a). Izdelal sem dve različni dolžini: 120 μm in 420 μm (slika 4.26). Slika 4.26 prikazuje časovni sekvenci premikanja domenske strukture skozi obe zožitvi pri pretoku tekočega kristala, ki v nezooženem delu kanalčka širine 100 μm ustreza kritični hitrosti $v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$. Tok znotraj zožitve je po Bernoullijevi enačbi $p + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho g y = \text{konst.}$ sorazmerno večji, kar je izraženo s spreminjajočimi se bar-

4.6. Manipulacija domen v različnih geometrijah kanalčkov

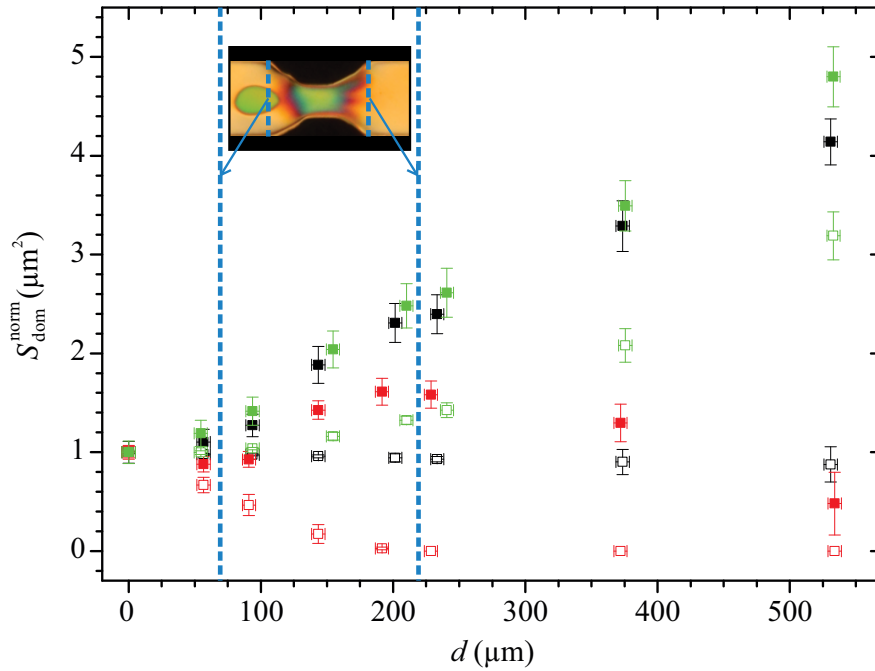
vami med prekržanima polarizatorjema. Ne glede na dolžino zožitve se domena v njej pospeši, po izhodu pa zopet upočasni, kar nakaže tudi sprememba interferenčnih barv. Pred vstopom v zožitev je domena elipsoidne oblike, v zožitvi se raztegne v sploščeno elipso z dolgo osjo v smeri toka, po izstopu pa se skrči nazaj v prvotno obliko. Domena je po prehodu daljše zožitve večja kot po prehodu krajše. Čas premikanja skozi daljšo zožitev je daljši in znaša približno 3 sekunde, medtem ko domena zapusti krajšo zožitev že v 1 sekundi.



Slika 4.26: **Prehod domenske strukture skozi zožitev.** Domenska struktura z začetno hitrostjo $42 \mu\text{m/s}$ se premika skozi (a) krajšo zožitev dolžine $120 \mu\text{m}$ eno sekundo in skozi (b) daljšo zožitev dolžine $420 \mu\text{m}$ tri sekunde. Domena je večja po prehodu daljše zožitve, saj je dlje časa izpostavljena hitrejšemu toku. Merilo: $50 \mu\text{m}$.

Kinematiko domen skozi zožitve sem opazoval pri treh različnih hitrostih, ki v linearnem kanalčku s širino $100 \mu\text{m}$ ustrezajo vrednostim $35 \mu\text{m/s}$ (pod kritično vrednostjo), $42 \mu\text{m/s}$ (kritična vrednost) in $50 \mu\text{m/s}$ (nad kritično vrednostjo). Pri vsaki hitrosti sem eksperiment ponovil petkrat. Eksperimentalni rezultati spremembe površine domen pri prehodu skozi krajšo zožitev (polni kvadratki) so skupaj z rezultati za navadni linearni kanalček (prazni kvadratki) prikazani z grafom na sliki 4.27. V linearnem kanalčku se domene pod kritično hitrostjo krčijo in že na razdalji $200 \mu\text{m}$ od nastanka anihilirajo v približno 3 sekundah (prazni rdeči kvadratki). Med prehodom skozi zožitev se domene povečajo, zato se celoten čas do anihilacije podaljša na več kot 7 sekund, s tem pa tudi prepotovana razdalja na več kot $500 \mu\text{m}$ (polni rdeči kvadratki). V linearnem kanalčku domene s kritičnim premerom pri kritični hitrosti potujejo s konstantno velikostjo (prazni črni kvadratki). Zožitev razširi domene in na razdalji $500 \mu\text{m}$ v približno 4 sekundah dosežejo štirikratno začetno velikost (polni črni kvadratki). Pri nadkritični hitrosti domene ne glede na obliko kanalčka rastejo in se prilagajajo njegovi obliki (zeleni kvadratki). Rast je hitrejša v kanalčku z vmesno zožitvijo (polni zeleni kvadratki), razlika v površini domen pri kritičnem in nadkritičnem pretoku pa se pojavi šele po $400 \mu\text{m}$ prepotovani poti (polni črni in polni zeleni kvadratki).

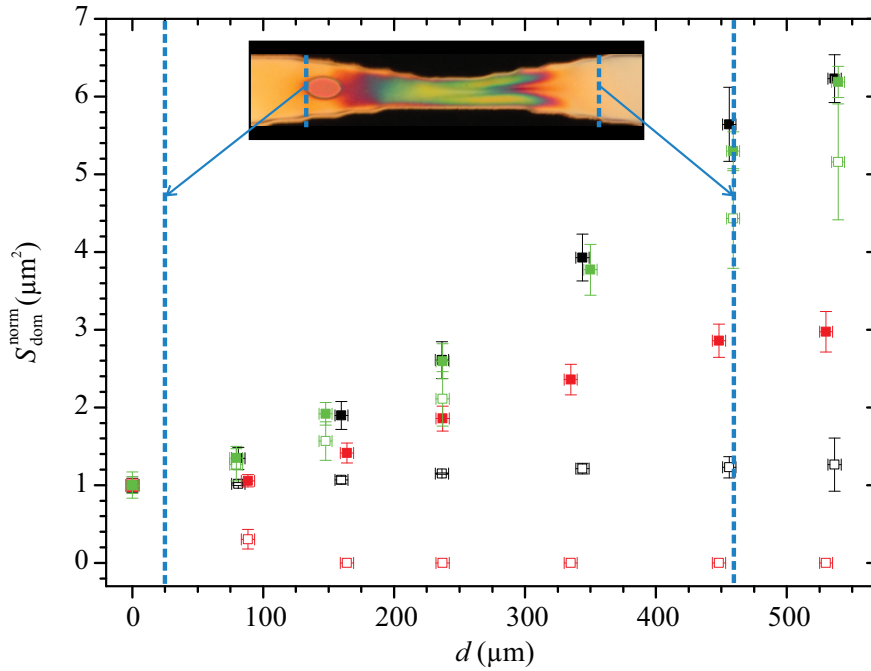
Enak eksperiment sem ponovil še v daljši zožitvi s širino $40 \mu\text{m}$ (slika 4.28). Domene se pod kritično hitrostjo po prehodu skozi zožitev v približno 4 sekundah povečajo za faktor 3 (polni rdeči kvadratki). Za tem kratek čas ostajajo nespreme-



Slika 4.27: **Analiza spreminjanja velikosti domenskih struktur pri prehodu skozi krajšo zožitev.** Normirana površina domen ($S_{\text{dom}}^{\text{norm}}$) v odvisnosti od razdalje d po nastanku v linearnem kanalčku širine $100 \mu\text{m}$ brez (prazni kvadrati) in z vmesnimi zožitvami širine $40 \mu\text{m}$ (polni kvadrati). Površina je normirana na površino domen pred vstopom v zožitev. Meritve sem izvedel pri treh različnih hitrostih glede na stabilnost domen v linearnem mikrokanalčku: $v \approx 35 \mu\text{m/s}$ (podkritična hitrost, rdeči kvadrati), $v = v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$ (kritična hitrost, črni kvadrati) in $v \approx 50 \mu\text{m/s}$ (nadkritična hitrost, zeleni kvadrati). Izkaže se, da zožitev v primerjavi z linearnim kanalčkom pospeši rast domen ne glede na njihovo začetno hitrost.

njene velikosti, nato pa se postopoma krčijo in anihilirajo. Zaradi omejitve zornega polja optičnega mikroskopa krčenje po daljši prepotovani razdalji na grafu ni prikazano. V daljši zožitvi je rast domen pri kritični (polni črni kvadrati) in nadkritični (polni zeleni kvadrati) hitrosti hitrejša kot v krajši zožitvi. Pri teh dveh pretokih domene naraščajo približno z enako hitrostjo in dosežejo štirikratno povečanje začetne površine na razdalji $350 \mu\text{m}$ v 2.8 sekundah. Na razdalji $500 \mu\text{m}$ dosežejo šestkratno vrednost prvotne velikosti. Primerjava med zožitvama pokaže, da so domene po prehodu skozi daljšo zožitev večje kot po prehodu skozi krajšo.

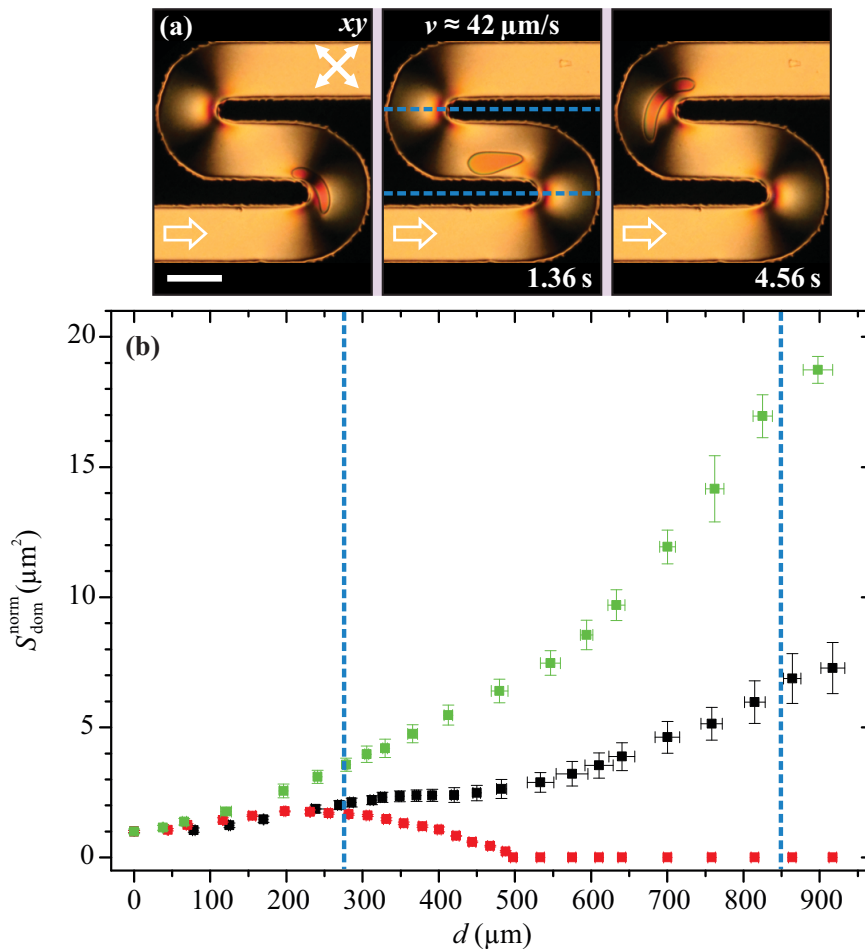
Domenske strukture rastejo in se pospešujejo tudi v kanalčkih s serpentinastimi zavoji. Eksperiment sem izvedel v dveh polkrožnih zavojih širine $100 \mu\text{m}$, kot je prikazano na slikah 4.25b in 4.29. Laminarni hitrostni profil nematika vzdolž širine kanalčka ima rahlo asimetrijo, saj je maksimum hitrosti pomaknjen k notranjemu delu zavoja. Posledično domene potujejo bližje notranjemu delu ukrivljenega kanalčka, kot je razvidno iz časovne sekvence na sliki 4.29a za primer kritične hitrosti. Potujoča domena se pri tem deformira najprej iz krožno-eliptične oblike v ukrivljeno obliko ter za tem v sploščeno paličasto obliko. Na sliki 4.29b je prikazana normirana površina potujočih domenskih struktur znotraj zavitega serpentinastega kanalčka pri treh različnih pretokih nematika: $35 \mu\text{m/s}$ (podkritična vrednost, rdeči kvadrati), $42 \mu\text{m/s}$ (kritična vrednost, črni kvadrati) in $50 \mu\text{m/s}$ (nadkritična vrednost, zeleni kvadrati). Zaradi ponovljivosti sem pri vsaki hitrosti eksperiment izvedel petkrat.



Slika 4.28: **Analiza spreminjanja velikosti domenskih struktur pri prehodu skozi daljšo zožitev.** Normirana površina domen ($S_{\text{dom}}^{\text{norm}}$) v odvisnosti od razdalje d po nastanku v navadnem linearnem kanalčku širine $100 \mu\text{m}$ brez (prazni kvadrati) in z vmesnimi zožitvami širine $40 \mu\text{m}$ (polni kvadrati). Površina je normirana na površino domen pred vstopom v zožitev. Meritve sem izvedel pri treh različnih hitrostih glede na stabilnost domen v linearnem mikrokanalčku: $v \approx 35 \mu\text{m/s}$ (podkritična hitrost, rdeči kvadrati), $v = v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$ (kritična hitrost, črni kvadrati) in $v \approx 50 \mu\text{m/s}$ (nadkritična hitrost, zeleni kvadrati). Izkaže se, da zožitev v primerjavi z linearnim kanalčkom pospeši rast domen ne glede na njihovo začetno hitrost.

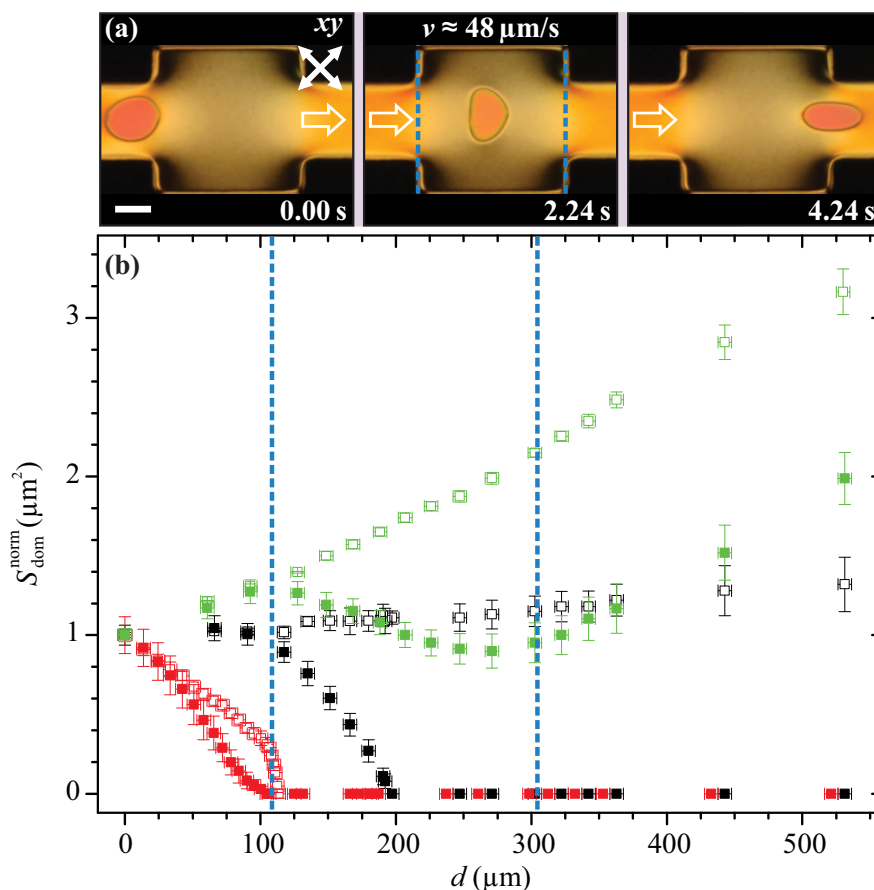
Pri podkritični hitrosti domene preidejo samo prvi zavoj, saj se kljub rahlemu začetnemu povečanju površine začnejo krčiti in se po prepotovani razdalji $500 \mu\text{m}$ v približno 7 sekundah anihilirajo. Ta življenjski čas je pri enaki hitrosti primerljiv z življenjskim časom domen pri prehodu skozi kratko zožitev. V kanalčku s serpentinastimi zavoji se hitrosti rasti domen med kritično in nadkritično hitrostjo bistveno razlikujejo. Na dolžini $500 \mu\text{m}$ pri kritični hitrosti površina domen zraste za faktor 2.5 glede na začetno, pri nadkritični hitrosti pa za faktor 7. To se zgodi v 5-ih sekundah. Zaradi zavojev lahko pod polarizacijskim mikroskopom spremljamo daljšo prepotovano razdaljo kot pri zožitvah. Površina domen se pri nadkritični hitrosti po prepotovani razdalji $900 \mu\text{m}$ poveča za faktor 18.5, kar je v primerjavi s kritičnim pretokom za 2.6-krat več. Opaziti je, da domene tik pred zavojem rastejo hitreje kot v ravnem delu kanalčka.

Na podlagi eksperimentov ugotavljam, da zožitve in zavoji pospešijo potovanje in rast domen, kar podaljša njihov življenjski čas ter prepotovano razdaljo do anihilacije pri šibkih pretokih. Nasproten učinek pa ima mikrofluidični kanalček z vmesnimi razširitvami. Enak eksperiment sem namreč ponovil v kanalčku s kvadratnimi razširitvami, ki je shematsko prikazan na sliki 4.25c. Pretok tekočega kristala se v razširitvi upočasni, s tem pa tudi potujoče domenske strukture. Manjša hitrost povzroči skrčitev, kot je prikazano na sliki 4.30. Slika 4.30a prikazuje časovno sekvenco potovanja domene pri pretoku nematika, ki v linearnem kanalčku širine



Slika 4.29: **Domenske strukture v toku skozi serpentinaste zavoje.** (a) Časovna sekvenca potovanja domene pri kritični hitrosti $v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$. (b) Normirana površina domen ($S_{\text{dom}}^{\text{norm}}$) v odvisnosti razdalje d od nastanka domen. Površina je normirana na površino domen pred vstopom v zavoje. Meritve sem izvajal pri treh različnih hitrostih: $v \approx 35 \mu\text{m/s}$ (podkritična hitrost, rdeči kvadratici), $v = v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$ (kritična hitrost, črni kvadratici) in $v \approx 50 \mu\text{m/s}$ (nadkritična hitrost, zeleni kvadratici). Izkazuje se, da hitrost toka zelo vpliva na evolucijo domenskih struktur. Merilo: $100 \mu\text{m}$.

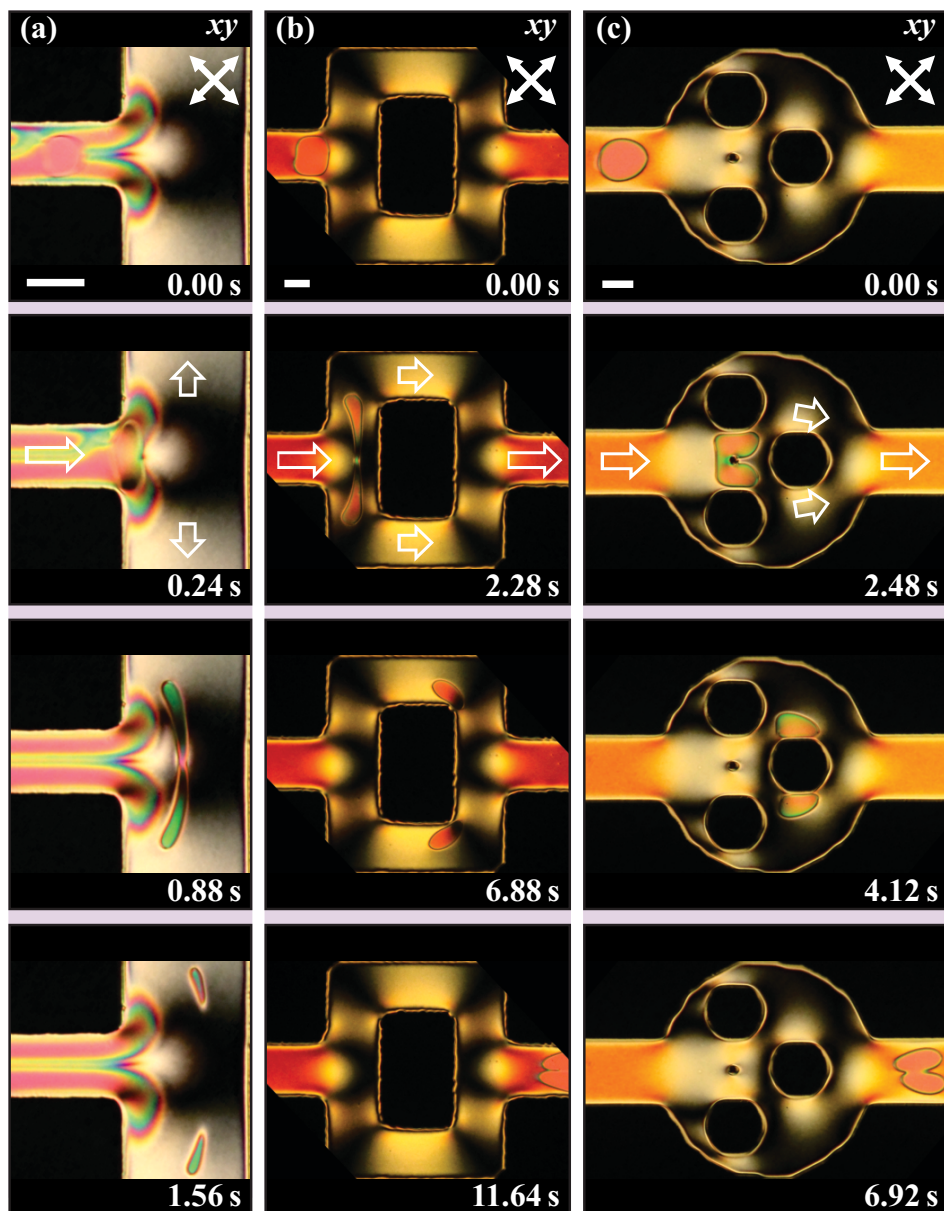
$100 \mu\text{m}$ ustreza hitrosti $48 \mu\text{m/s}$. V tem primeru domena za prepotovanje kvadratne razširitve velikosti $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ potrebuje približno 4.3 sekunde. Velikost domene se po prehodu skozi razširitev zmanjša. Natančnejši prikaz eksperimentalnih rezultatov spreminjanja površine domen pri prehodu skozi razširitev je na grafu na sliki 4.30b. Razširitev pri podkritičnem pretoku tokrat ne podaljša življenjskega časa domen, temveč ga skrajša (polni rdeči kvadratici). Tudi kritična hitrost ne zadostuje za njihovo preživetje (polni črni kvadratici), šele nad kritičnim pretokom domene uspešno zapustijo razširitev (polni zeleni kvadratici). Pri tem se površina domen ob vstopu v razširitev začne zmanjševati, ob izhodu pa povečevati in prilagajati obliki mikrofluidičnega kanalčka. Eksperiment jasno pokaže, da razširitev ne glede na hitrost pretoka tekočega kristala zavira rast domenskih struktur. Prazni kvadratici na grafu na sliki 4.30b prikazujejo spreminjanje površine domen v linearnem kanalčku s širino $100 \mu\text{m}$.



Slika 4.30: **Domenske strukture v toku skozi kvadratno razširitev.** (a) Časovna sekvenca potovanja domene pri hitrosti $v \approx 48 \mu\text{m/s}$. (b) Normirana površina domen ($S_{\text{dom}}^{\text{norm}}$) v odvisnosti od razdalje d od nastanka v linearnem kanalčku širine $100 \mu\text{m}$ (prazni kvadratici) in kanalčku s kvadratno razširitvijo velikosti $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ (polni kvadratici). Površina je normirana na površino domen pred vstopom v razširitev. Meritve sem izvajal pri treh različnih hitrostih: $v \approx 35 \mu\text{m/s}$ (podkritična hitrost, rdeči kvadratici), $v = v_c \approx 42 \mu\text{m/s}$ (kritična hitrost, črni kvadratici) in $v \approx 50 \mu\text{m/s}$ (nadkritična hitrost, zeleni kvadratici). Upočasnjjen pretok tekočega kristala v razširitvi upočasni in zavira rast domenskih struktur. Domene prepotujejo razširitev le z dovolj veliko začetno hitrostjo. Merilo: $50 \mu\text{m}$.

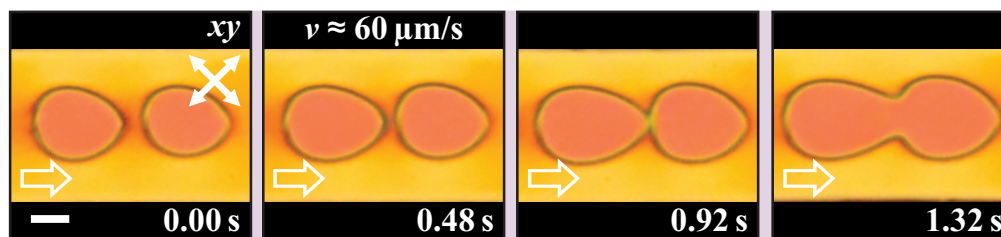
Z različnimi oblikami mikrofluidičnih kanalčkov, prikazanimi na sliki 4.31, lahko domenske strukture razpolavljamo in združujemo brez uporabe laserske pincete ali spreminjanja pretoka s kontrolerjem tlaka. Slika 4.31a prikazuje časovno sekvenco razpolavljanja domenske strukture v kanalčku s križiščem v obliki črke T. Najprej v ožjem delu kanalčka širine $50 \mu\text{m}$ v toku nematika s hitrostjo $110 \mu\text{m/s}$ z lasersko pinceto tvorimo domeno. Ta potuje proti križišču, kjer se pretok zmanjša, saj se glavni kanalček razcepi v dva stranska kanalčka s širino $100 \mu\text{m}$. Razcepi se tudi domena, nastali polovici pa se krčita in po približno 0.68 sekunde od razpolovitve anihilirata. Podoben razcep domenske strukture je prikazan tudi v kanalčku širine $100 \mu\text{m}$ na sliki 4.31b. V tem primeru polovici potujeta po različnih delih kanalčka z manjšo hitrostjo in se po približno 11-ih sekundah združita. Časovna sekvenca razcepa in združitve domene je prikazana tudi na sliki 4.31c. Domena s hitrostjo $90 \mu\text{m/s}$ vstopi v krožno razširitev, kjer se zaradi manjše krožne ovire razpolovi in

po 4.4 sekundah združi. Slika 4.32 prikazuje časovno sekvenco združevanja dveh zaporedno tvorjenih domen z lasersko pinceto. Pri tem je hitrost tekočega kristala nad kritično vrednostjo, velikost domene pa nad kritičnim radijem. Domeni rasteta, se dotakneta in združita. Združitev domen je možna, saj je polovična disklinacija njihovih zaključenih zank s $\pm 1/2$ prerezom topološko enaka.



Slika 4.31: **Razcepljanje in združevanje domenskih struktur.** (a) Časovna sekvence potovanja domenske strukture v kanalčku s križiščem v obliki črke T. Tok tekočega kristala se iz glavnega kanalčka razcepi v dva stranska, kar povzroči razcep domene. Domeno lahko najprej razcepimo in za tem združimo nazaj v prvotno obliko, kot to prikazujeta časovni sekvenci (b) v kanalčku iz dveh T-razcepov in (c) v kanalčku s krožnimi ovirami. Merilo: 50 μm .

4.7. Kiralna stanja v homogenem nematiku in prehodi med tokovnimi režimi

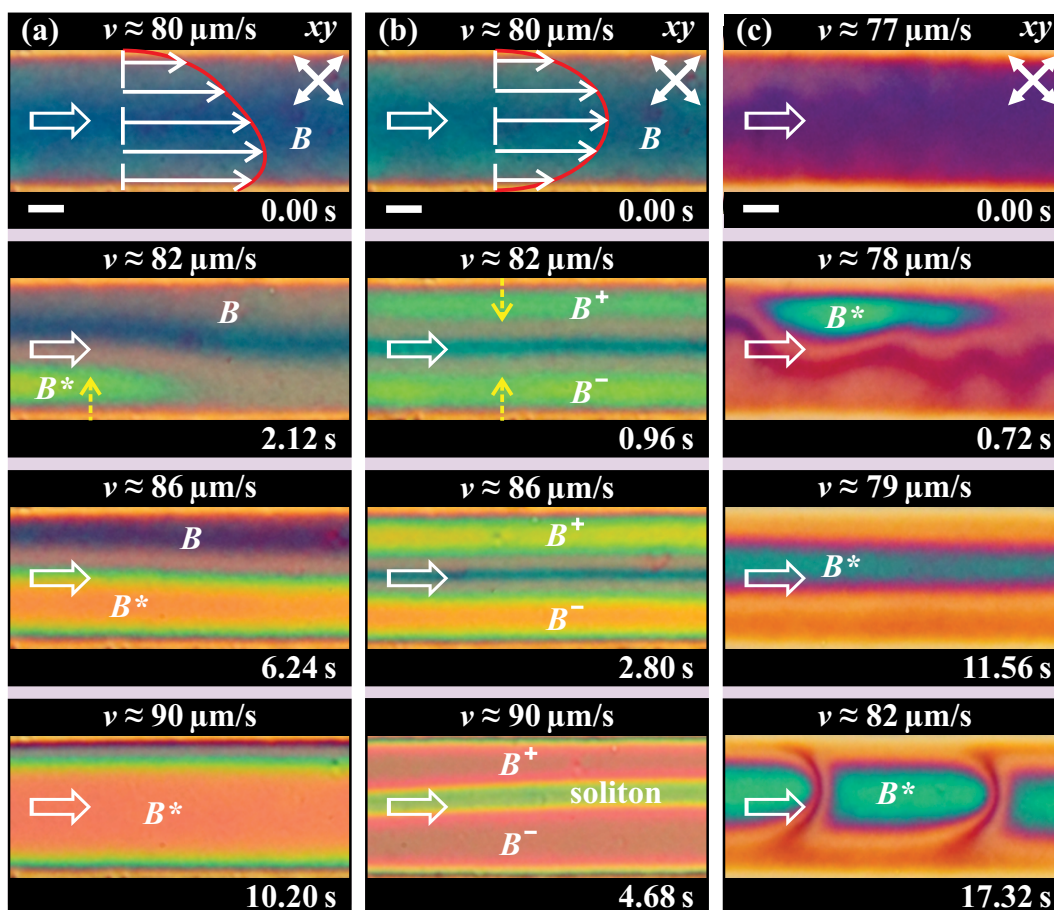


Slika 4.32: **Združevanje dveh domenskih struktur v linearnem kanalčku.** Dve zaporedno tvorjeni domeni se nad kritično hitrostjo in nad kritičnim radijem širita, dotakneta in združita. Merilo: 25 μm .

4.7 Kiralna stanja v homogenem nematiku in prehodi med tokovnimi režimi

Tok nematika se v homeotropnih mikrofluidičnih kanalčkih najpogosteje razvije v šibki in hitri tokovni režim. Gre za topološko različni stanja, ki ju ločuje disklinacijska linija, zato je prehod med njima nezvezen. Za režim šibkega toka je značilna homeotropna ureditev molekul tekočega kristala, medtem ko se pri hitrem režimu molekule zaradi velike upogibne deformacije na sredini kanalčka poravnajo v smeri toka. S preciznim nadzorovanjem pretoka pa se med omenjenima stanjema pojavi še dodatna *kiralna* struktura, za katero je značilna zvojnica deformacija. Ta deformacija v toku doslej ni bila opažena, je pa pričakovana za nematike z majhno vrednostjo zvojnice elastične konstante. V splošnem razlikujemo desnosučno in levosučno zvojnico deformacijo, v mikrofluidičnem kanalčku pa se lahko pojavita obe. Teoretično študijo možnih stanj nematika 5CB v toku, ki potrjuje eksperimentalna opažanja, sta naredila Simon Čopar in Žiga Kos [61, 122].

Novo kiralno stanje se pojavi z zveznim prehodom iz homeotropnega stanja šibkega toka. Ta prehod se v toku nematika nukleira naključno oziroma se vzpostavi ob robovih in se razširi preko širine kanalčka. Gre za metastabilno stanje, saj ga opazimo samo z natančno regulacijo tokov in običajno hitro preide v režim hitrega toka. V odvisnosti od profila toka se v nematiku lahko vzpostavi kiralno stanje (B^*) ali dvojno kiralno stanje z levo in desno sučnostjo (B^\pm). Pri relativno počasnem pospeševanju toka s simetričnim profilom hitrosti šibki tokovni režim preide direktno v hitrega brez vmesnega kiralnega stanja. Pri podobnem pospeševanju toka z asimetričnim profilom hitrosti pa se pred hitrim režimom razvije kiralno stanje (slika 4.33a). Zaradi neznane sučnosti ga označimo z B^* . Dvojno kiralno stanje B^\pm dobimo v primeru hitrega pospeševanja simetričnega profila (slika 4.33b). Različno sučni stanja sta ločeni s solitonom, ki predstavlja nesingularni linijski defekt s končno majhno linijsko napetostjo. Zelo hitro pospeševanje asimetričnega profila blizu prehoda v hitri tokovni režim ($v \approx 77 \mu\text{m/s}$) povzroči nastanek fluktuacij z zametki kiralnih domen (slika 4.33c). Energija levosučnih in desnosučnih kiralnih stanj je enaka, zato je soliton vzdolž toka tekočega kristala precej stabilen, vendar dovzeten za dolgovalovna nihanja, kot prikazuje slika 4.34a. Slika 4.34b prikazuje v kapljico ujeto kiralno stanje, ki se s solitonom ločeno od preostalega toka premika vzdolž roba kanalčka.

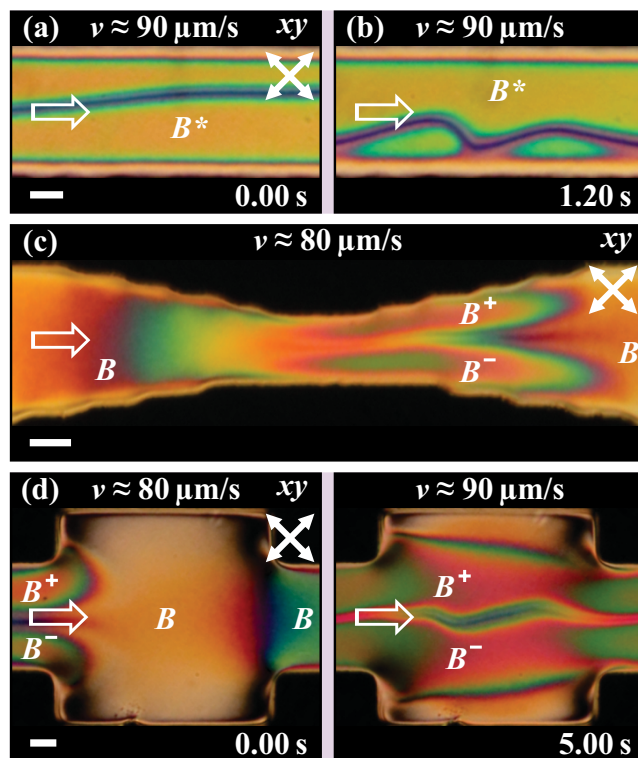


Slika 4.33: Nastanek kiralnih stanj v toku homogenega nematika 5CB. (a) Počasno pospeševanje asimetričnega profila vodi v nastanek kiralnega stanja B^* . (b) Hitro pospeševanje simetričnega profila vodi v nastanek simetričnega kiralnega stanja z nasprotno sučnostjo B^\pm . (c) Fluktuacije in pojav kiralnih domen B^* pri konstantnem pretoku so zgolj pri zelo hitrem pospeševanju asimetričnega profila hitrosti do hitrega tokovnega režima. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Pretok v linearnem kanalčku širine $100 \mu\text{m}$ sem vzpostavljaj in kontroliral s preciznim kontrolerjem tlaka. Na hitrost toka in vzpostavitev različnih režimov lahko vplivamo z različnimi oblikami kanalčkov. Vmesna zožitev v kanalčku, kjer pride do povečanja pretoka, na primer že pri nižjih vrednostih potisnega tlaka povzroči zvezni fazni prehod homeotropne strukture šibkega toka v kiralni stanji B^\pm (slika 4.34c). Vstop v zožitev spremljajo značilni dvolumni barvni vzorci šibkega toka, ki so posledica različnega naklona direktorskega polja. V kvadratni razširitvi pride do zmanjšanja pretoka nematika, zato je za razvoj kiralnega stanja potrebna večja potisna sila (slika 4.34d). Ne glede na pretok se opazi, da se v obeh geometrijah mikrofluidičnega kanalčka zmeraj vzpostavita komplementarni kiralni stanji B^\pm in ne zgolj B^* .

Direktorsko polje nematika se torej v toku lahko postavi v različna stanja, ki ustrezajo šibkemu toku (B), kiralnemu stanju (B^* ali B^\pm) ali hitremu toku (D). Slika 4.35a prikazuje prečne preseke orientacij direktorskega polja za vsako izmed teh stanj. V šibkem tokovnem režimu se direktorsko polje rahlo nagne v smeri toka, v kiralnem stanju pa se direktorsko polje zasuka levo ali desno v xy -ravnini, pravokotno na tok. Kiralni stanji sta med seboj zrcalni. V hitrem tokovnem režimu se na sredini kanalčka direktorsko polje poravna v smeri toka do maksimalnega kota,

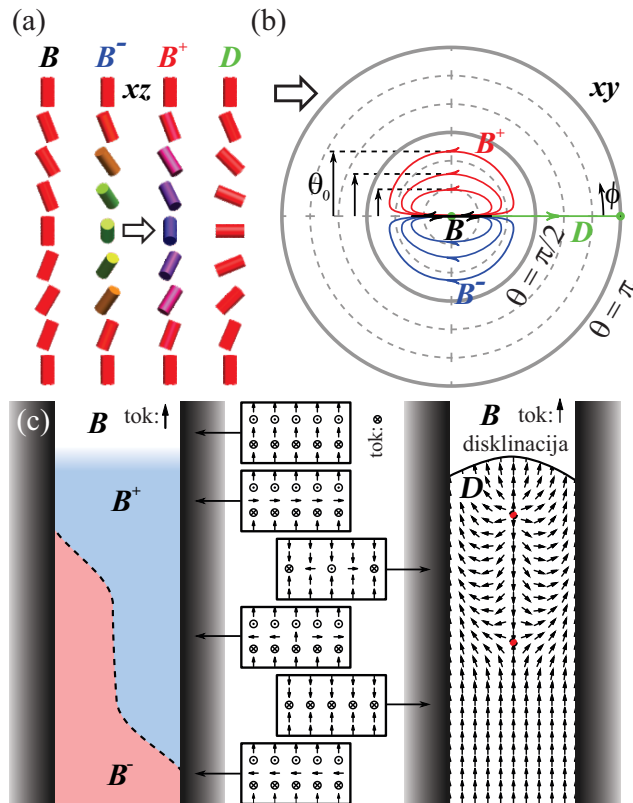
4.7. Kiralna stanja v homogenem nematiku in prehodi med tokovnimi režimi



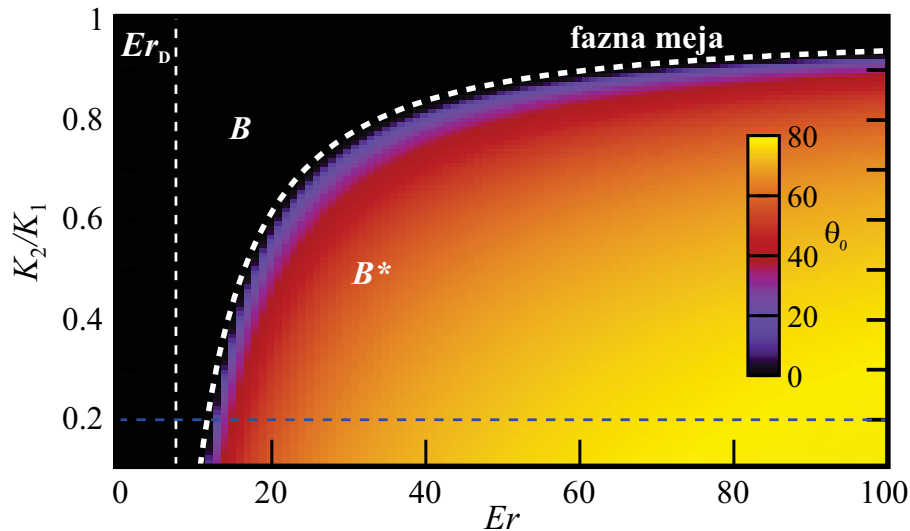
Slika 4.34: Vzpostavitev kiralnih stanj v različnih geometrijah mikrokanalčkov. (a,b) Longitudinalno nihanje solitona in občasno tvorjenje kiralnih kapljic ob stenah kanalčka. Kiralni stanja B^\pm v (c) zožitvi in (d) razširitvi kanalčka. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

pri katerem hidrodinamski navor med direktorskim poljem in smerjo toka izgine (*Lesliejev kot*). Stopnjo zloma simetrije kiralnega stanja opredelimo z odklonom θ_0 direktorskega polja od navpičnice, kar prikažemo s širino očrtane elipse na polarnem grafu na sliki 4.35b. Prikazani so trije različni primeri za B^\pm stanja (črne puščice), v režimu hitrega toka pa je prikazan polkrožni obrat direktorskega polja po globini kanalčka. Leva stran slike 4.35c prikazuje zvezni prehod šibkega tokovnega režima v stanja B^\pm , ločeni s solitonom. Desna stran slike 4.35c prikazuje nezvezni prehod vseh B stanj v D stanje oziroma v hitri tokovni režim s samosvojo dinamiko točkastih defektov.

Natančnejšo analizo stanj v toku nematika 5CB in njihovih prehodov sta s preprostimi 1D simulacijami direktorskega polja opravila Žiga Kos in Simon Čopar [122]. Raziskala sta vpliv hitrosti toka oziroma Ericksenovega števila (Er) in elastične anizotropije K_2/K_1 na stabilnost kiralnega režima (slika 4.36). Na faznem diagramu je prikazano, da je šibki tokovni režim stabilen pri višjih vrednostih K_2/K_1 in manjših vrednostih Er . Fazna meja med tokovnim režimoma (bela črtkana črta) je izračunana po enačbi $(K_2/K_1) = -\frac{A}{(Er-C)^b} + D$ z eksponentom $b = 1.36$, asimptoto pri $K_2/K_1 = 9.88$ in $Er = 0.97$ pri $K_2/K_1 = 0$. Pri vrednosti $Er = 7.56$ je nakazana stabilizacija hitrega tokovnega režima.



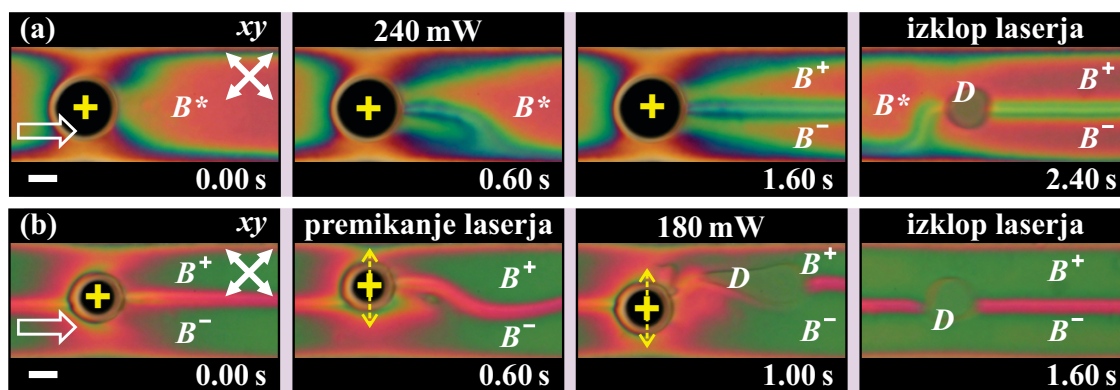
Slika 4.35: Shematski prikaz možnih stanj direktorskega polja v toku nematika. (a) Značilni prečni prerezi direktorskega polja za posamezno fazo. (b, c) Polarni graf orientacije direktorskega polja in jakost zloma simetrije pri prehodih med stanji. Avtor skice je Simon Čopar.



Slika 4.36: Fazni diagram stabilnosti akiralne B in kiralne B^* faze. Režim šibkega toka (B) je značilen za visoke vrednosti K_2/K_1 in majhna Er števila. Navpičnica pri $Er_D = 7.56$ označuje vrednost Ericksenovega števila za stabilizacijo D stanja. Avtor simulacije je Žiga Kos.

4.7. Kiralna stanja v homogenem nematiku in prehodi med tokovnimi režimi

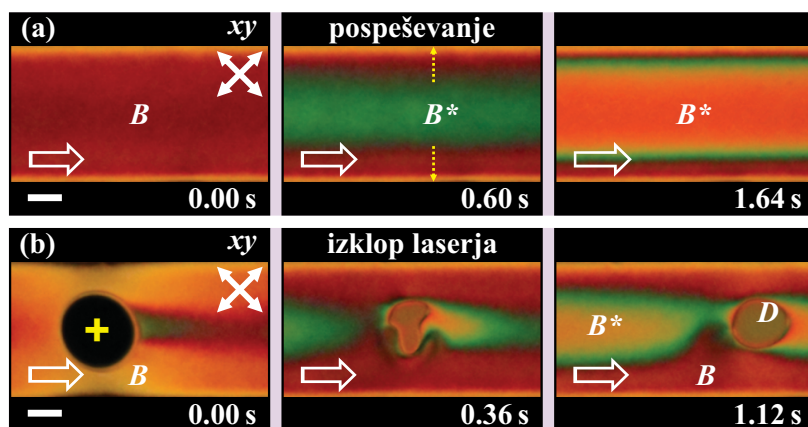
Raziskal sem tudi vpliv lokalne manipulacije z lasersko pinceto na vmesno kiralno stanje. V stanju B^* lahko z laserskim snopom vzbudimo zrcalni stanji B^\pm z vmesnim nesingularnim solitonom (slika 4.37a). Ta je pripet na steno kanalčka in se premika s tokom. To situacijo lahko dosežemo samo z dovolj veliko močjo laserske svetlobe ($P > 200\text{ mW}$), pri čemer se tekoči kristal lokalno stali v izotropno fazo. Tok nematika je pred segretim območjem v kiralnem stanju B^* , za snopom pa se razcepi v zrcalni kiralni stanji B^\pm z vmesnim solitonom. Ob izklopu laserja se nematik hitro poravnava nazaj v stanje B^* , soliton s stanjem B^\pm pa se pripet na steno kanalčka pomakne naprej s tokom. Ob nenadnem izklopu laserja sprožimo lokalni fazni prehod iz izotropne faze v nematsko fazo in zopet tvorimo pobeglo domensko strukturo. V primeru, da sta v toku že prisotni kiralni stanji B^\pm , lahko s premikanjem laserskega snopa prečno na tok zanihamo soliton (slika 4.37b). Za te premike je dovolj že manjša moč laserja, ki ob hitrih premikih prav tako sproži nastanek domen. Tudi tokrat ob nenadnem izklopu laserja nastane D domena, ki potuje vzdolž solitona. V tem primeru kiralnih stanj ni mogoče preklapljati, saj različni sučni stanji že soobstajata na nasprotnih straneh solitona.



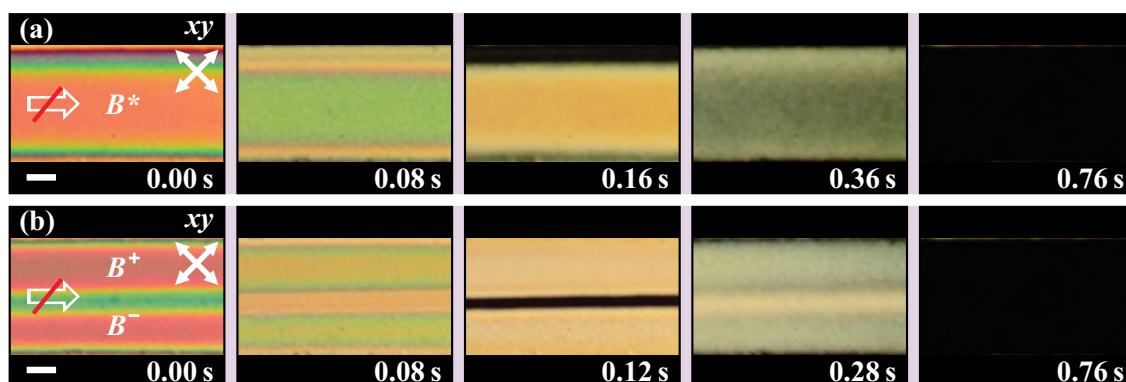
Slika 4.37: Vpliv laserskega snopa na kiralno stanje v toku nematika. Z laserskim snopom lahko (a) preklapljamo med kiralnima stanjema B^* in B^\pm ter (b) manipuliramo soliton. Z nenadnim izklopom laserja tudi v tem režimu tvorimo domeno s pobeglo D strukturo, ki se ujeta na soliton premika s tokom. Merilo: $25\ \mu\text{m}$.

Zrcalno simetrijo med kiralnima stanjema B^\pm lahko zlomimo z dodanim kiralnim dopantom. V nematik 5CB sem dodal $0.075\ \text{wt}\%$ desno-sučnega kiralnega dopanta CB15 in na ta način dobil šibko kiralni nematik. Slika 4.38a prikazuje časovno sekvenco prehoda šibkega tokovnega režima v vmesno kiralno stanje. Zaradi dodanega dopanta prevlada zgolj desno-sučno kiralno stanje, ki se iz sredine razširi čez celotno širino kanalčka. Na sliki 4.38b je prikazano tvorjenje pobegle domenske strukture z lasersko pinceto ob nenadnem izklopu laserja. Domene so tokrat bolj okrogle oblike in so obdane z ozkim območjem kiralnega stanja. Ob manipulaciji toka z lasersko pinceto ne opazimo menjave med kiralnimi stanji.

Slika 4.39 prikazuje časovno zaporedje relaksacije kiralnih stanj nematika ob nenadni zaustavitvi toka. Opazimo barvne proge brez točkastih defektov ali solitonov, ki smo jih spremljali pri relaksaciji hitrega tokovnega režima. Obe kiralni stanji, B^* in B^\pm , se reorientirata v homogeno homeotropno strukturo v manj kot sekundi. Kljub njunim enakim barvnim progam pa se simetrija zrcalnega kiralnega stanja B^\pm odraža pri relaksaciji.



Slika 4.38: Vzбудitev kiralnega stanja v toku šibko kiralnega nematika. (a) V tekočem kristalu 5CB sem z dodatkom 0.075 wt% desno-sučnega kiralnega dopanta CB15 preprečil nastanek zrcalnega stanja B^\pm s solitonom. (b) Tvorjenje pobege domenske strukture z lasersko pinceto znotraj kiralne faze. Merilo: 25 μm .



Slika 4.39: Relaksacija kiralnih stanj nematika v homeotropnem kanalčku po zaustavitvi toka. Časovno zaporedje relaksacije (a) B^* stanja in (b) B^\pm stanj. Reorientacija direktorskega polja vodi v tipične barvne proge, ki se anihilirajo v manj kot sekundi. Relaksacija kiralnega stanja B^\pm je zrcalna. Merilo: 25 μm .

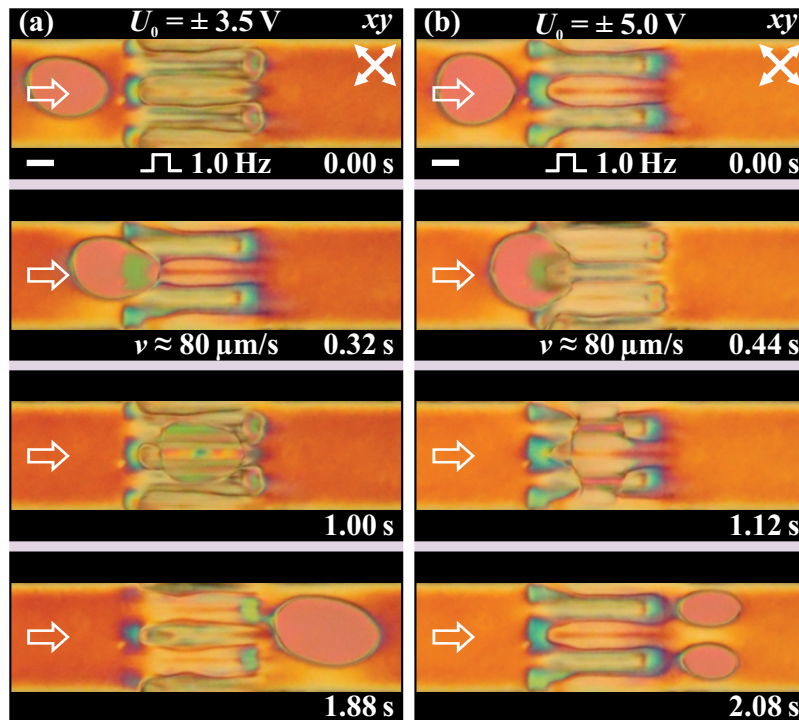
4.8 Vpliv električnega polja na tokovne režime nematika

Molekule tekočega kristala imajo zaradi dielektrične anizotropije in polarizabilnosti močan odziv na zunanje električno polje. Preliminarno sem preučil vpliv električnega polja \mathbf{E} na tok nematika 5CB in na orientacijske domenske strukture. Za ta namen sem pri izdelavi mikrofluidičnega kanalčka uporabil navadna stekelca z naporjenimi ITO elektrodami debeline 300 nm (podrobnosti v razdelku 3.7). Ob naelektritvi elektrod z različnimi napetostmi se je med njimi vzpostavilo električno polje bodisi prečno (slika 3.14c iz razdelka 3.7) bodisi vzporedno s tokom (slika 3.14d iz razdelka 3.7). Spreminjal sem amplitudo in frekvenco stopničaste modulacije napetosti pri različnih pretokih tekočega kristala.

Najprej sem raziskal vpliv električnega polja, ki se vzpostavi prečno glede na tok nematika, in pri tem preklapljal smer s frekvenco stopničaste modulacije. Najbolj očitne spremembe v toku se opazijo pri frekvencah nekaj hertzov in amplitudah

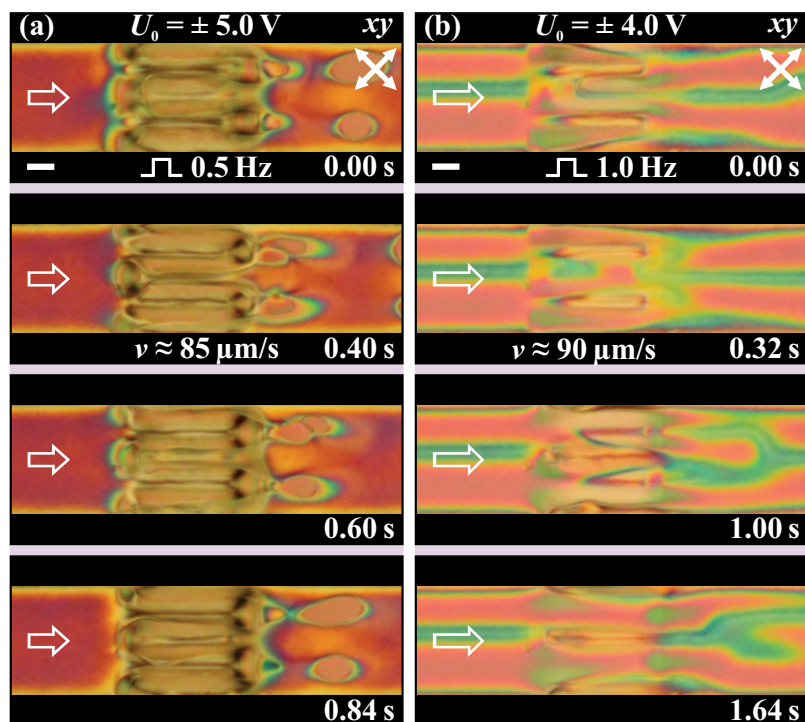
4.8. Vpliv električnega polja na tokovne režime nematika

napetosti U_0 nekaj voltov. Slika 4.40 prikazuje domensko strukturo, ki v toku s hitrostjo $80 \mu\text{m/s}$ prečka električno polje s frekvenco 1.0 Hz . Že pri amplitudi napetosti $\pm 3.5 \text{ V}$ je opaziti rahlo preoblikovanje domene (slika 4.40a). Direktorsko polje v domeni je v celoti poravnano s tokom, v območju elektrod pa se zaradi silnic električnega polja reorientira. Posledično domena potrebuje več časa za prepotovanje določene razdalje. Ko zapusti območje električnega polja, se ograjene tekočerkristalne molekule poravnajo nazaj v smeri mikrofluidičnega toka. Če amplitudo napetosti povečamo na $\pm 5.0 \text{ V}$, se domena zaradi močnejših silnic električnega polja lahko razpolovi (slika 4.40b). Večja kot je napetost, več časa potrebuje domena za prečkanje območja elektrod z električnim poljem.



Slika 4.40: **Vpliv prečnega električnega polja na tok nematskih domen.** (a) Silnice električnega polja ob manjši napetosti povzročijo šibko reorientacijo direktorskega polja domene. (b) Močnejše silnice električnega polja povzročijo razcep domenskih struktur. Merilo: $25 \mu\text{m}$.

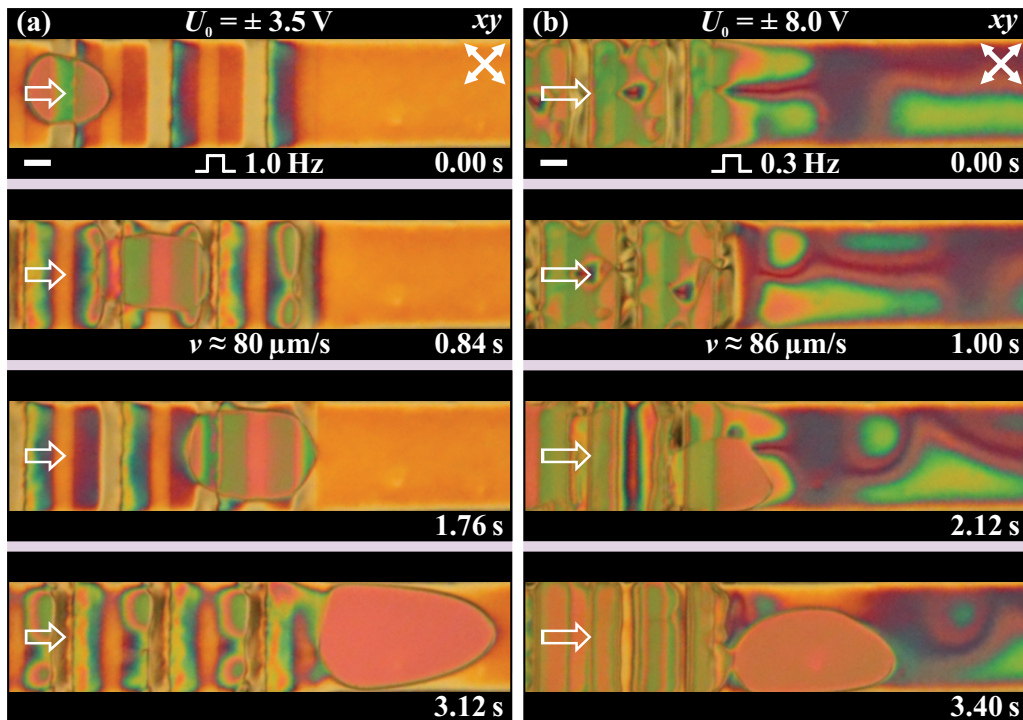
Z električnim poljem prečno glede na tok nematika lahko s preciznimi nastavitvami napetosti in toka povzročimo motnjo, ki vodi v nastanek domenskih struktur brez uporabe laserske pincete (slika 4.41). Slika 4.41a prikazuje časovno sekvenco nastajanja dveh vzporednih domen z električnim poljem frekvence 0.5 Hz in $U_0 = \pm 5.0 \text{ V}$ v toku s hitrostjo $85 \mu\text{m/s}$. Pri tem je za nastanek domen potrebne približno 0.6 sekunde. Izkaže se, da lahko z električnim poljem vplivamo na položaj solitona, ki se pojavi med zrcalnima kiralnima stanjema B^\pm . Tak primer manipulacije je bil narejen pri amplitudi napetosti $\pm 4.0 \text{ V}$ in frekvenci 1.0 Hz in je prikazan na sliki 4.41b. Če napetost in frekvenco še dodatno povečamo, se za elektrodami vzpostavi režim hitrega toka, medtem ko pri nižjih vrednostih ni opaziti izrazitejših učinkov električnega polja.



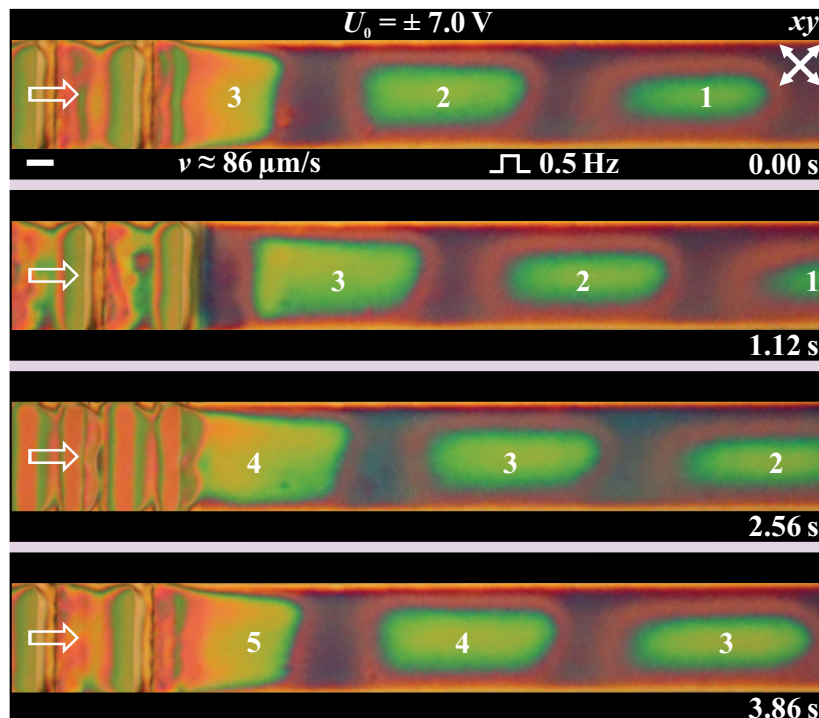
Slika 4.41: Manipulacija toka nematika s prečnim ravninskim električnim poljem. (a) Z električnim poljem povzročimo motnjo, ki vodi v nastanek dveh vzporednih domenskih struktur. (b) S silnicami električnega polja nihamo nesingularni soliton med zrcalnima kiralnima stanjema B^\pm . Merilo: $25 \mu\text{m}$.

Slika 4.42 prikazuje vpliv električnega polja, ki se s frekvenco stopničaste modulacije obrača v smeri oziroma v nasprotni smeri toka tekočega kristala (podrobnosti v razdelku 3.7). Domena teži k poravnavi z električnim poljem, zato se ujeto direktorsko polje obrača v smeri \mathbf{E} . To vpliva na spremembo oblike in interferenčne barve, kot je prikazano na časovnem zaporedju slik 4.42a. Domena se premika s hitrostjo $80 \mu\text{m/s}$ čez električno polje s frekvenco 1.0 Hz in $U_0 = \pm 3.5 \text{ V}$. Tak način vzpostavljanja električnega polja pri amplitudi napetosti $\pm 8.0 \text{ V}$ in frekvenci 0.3 Hz v toku s hitrostjo $86 \mu\text{m/s}$ vodi v tvorjenje nematskih domenskih in kiralnih struktur brez laserske pincete (slika 4.42b). Če napetost znižamo na $U_0 = \pm 7.0 \text{ V}$ in frekvenco povešamo na 0.5 Hz , ustvarimo motnjo, ki vodi v zaporedno nastajanje kiralnih domen (slika 4.43).

S preliminarnimi eksperimenti sem pokazal, da je manipulacija tokovnih režimov nematika in orientacijskih domenskih struktur poleg laserske pincete, temperature in geometrij mikrofluidičnih kanalčkov možna tudi z drugimi zunanji polji, na primer z električnim. Direktorsko polje tekočega kristala teži k poravnavi s silnicami električnega polja, kar je za “vzbujena” orientacijska stanja nematika 5CB pokazal tudi Pieranski s sodelavci [54, 55]. Zato sklepam, da bi kombinacija mikrotokov in električnega polja lahko bila uporabna za različna sortiranja in usmerjanje nematskih domenskih in drugih struktur v kompleksnih mikrofluidičnih vezjih.



Slika 4.42: Vpliv električnega polja, ki je poravnano vzporedno s tokom nematika. (a) Silnice električnega polja ob manjši napetosti povzročijo šibko reorientacijo direktorskega polja domene. (b) Z električnim poljem povzročimo motnjo, ki vodi v nastanek kiralnih in pobežlih domenskih struktur. Merilo: 25 μm .



Slika 4.43: Časovna sekvenca nastajanja kiralnih domen z električnim poljem v toku nematika. Z električnim poljem, ki se obrača v smeri in v nasprotni smeri toka tekočega kristala, lahko tvorimo zaporedje kiralnih domen. Merilo: 25 μm .

Zaključek

V doktorski nalogi sem se ukvarjal z raziskovanjem vplivov različnih zunanjih polj na tokovne režime nematskih tekočih kristalov in v njih nastalih domenskih struktur v homeotropnih mikrofluidičnih kanalčkih. Povezal sem eksperimentalno mikrofluidiko tekočih kristalov z lasersko pinceto in polarizacijsko optično mikroskopijo ter raziskal nastanek, (meta)stabilnost in dinamiko nematskih domenskih struktur in tokovnih režimov. Osredotočil sem se na strukturne spremembe in prehode v različnih tokovnih režimih ter proučil vplive temperature, električnega polja in geometrije mikrofluidičnih kanalčkov. Raziskovalno delo doktorske naloge je bilo eksperimentalno in podprto s teoretičnimi rezultati Žige Kosa in Simona Čoparja s FMF UL. Modeli temeljijo na Landau-de Gennesovi teoriji tekočih kristalov in Ericksen-Leslie-Parodijevih enačbah nematodinamike. V povezavi z eksperimentalnimi rezultati sem predstavil tudi nekaj rezultatov numeričnih simulacij, ki jih je pripravila sodelujoča skupina prof. Juana de Pabla z Univerze v Chicagu.

V razdelku 4.1 sem najprej predstavil vpliv laserskega snopa optične pincete na mirujoči nematik 5CB v homeotropni tekočekristalni celici in v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku. Laserska svetloba zaradi absorpcije v prevodni ITO plasti na dnu kanalčka tekoči kristal lokalno stali v izotropno fazo in povzroči reorientacijo direktorskega polja, kar pod polarizacijskim optičnim mikroskopom opazimo kot simetrični barvni krog. Laserskemu snopu lahko določimo sekvenco točk, po katerih potuje in na ta način tvorimo različne vzorce interferenčnih barv. Izkaže se, da vrtenje sekvence točk v obliki linije v nematiku vzbudi nestabilno planarno orientacijsko stanje, ki je od homeotropne okolice ločeno z mejno linijo. To nakazuje možnost sočasnega obstoja različnih orientacijskih stanj znotraj enokomponentne nematske faze.

V razdelku 4.2 sem predstavil razvoj šibkega in hitrega tokovnega režima nematika 5CB ter z ugotovitvami teoretičnega modela in numeričnih simulacij razložil sklopitev direktorskega polja s hitrostnim poljem. V šibkem toku se direktorsko polje po globini kanalčka uredi v obliko loka, zato takšno stanje po analogiji z angleškim poimenovanjem imenujemo “bowser” stanje. V hitrem toku se direktorsko polje od zgornjega in spodnjega roba kanalčka zavrti za kot $\pi/2$ do sredine kanalčka in s tem ustvari obliko bajalice, kar imenujemo “dowser” stanje. Pokazal sem, da lahko posamezna orientacijska stanja hitrega tokovnega režima oziroma v domene ujete pobegle strukture v šibkem toku tvorimo z zaporedjem lokalno induciranih temperaturnih faznih prehodov z lasersko pinceto. Domene so s fazno mejo v obliki defektne zanke ločene od homeotropne okolice, v kateri se transportirajo

in prilagajajo hidrodinamskemu toku. S podrobno analizo evolucije hidrodinamskih stanj sem skonstruiral fazni diagram prehodov med podkritičnim in nadkritičnim območjem parametrov, ki kvantitativno ločijo krčenje in širjenje topološko ograjene nematske faze v mikrofluidičnem kanalčku. S tehniko rezanja z laserskim snopom lahko manipuliramo velikosti domenskih struktur, njihovo velikost in obliko pa lahko ohranjamo z modulacijami pretoka. Preučil sem tudi rekonfiguracijo in relaksacijske procese direktorskega polja v domenah v različno moduliranih pretokih in pokazal nastanek točkastih defektov in solitonov z lastno dinamiko (razdelek 4.3). Rezultati v razdelku 4.2 in 4.3 so potrdili prvo raziskovalno tezo (razdelek 1.2).

V razdelku 4.4 sem pokazal, da je orientacijske domenske strukture mogoče tvoriti tudi v tekočem kristalu CCN z negativno dielektrično anizotropijo. Izkaže se, da je dinamika nematika CCN v toku zelo podobna dinamiki nematika 5CB.

Temperaturni fazni prehodi močno vplivajo na razvoj tokovnih režimov. V razdelku 4.5 sem pokazal, da fazni prehod v tekočem nematiku iz izotropne v nematsko fazo poleg ostankov izotropnih domen privede do spontanega nastajanja nematskih domen s pobeglim direktorskim poljem. Domene so optično in strukturno različne in se zaradi različne stopnje urejenosti med seboj ne zlivajo. Temperaturni učinki in močnejše fluktuacije direktorskega polja v toku zmanjšajo stabilnost z laserjem segrete nematske plasti, povzročijo prehode med tokovnimi režimi pri nižjih vrednostih tlaka ter omogočijo tvorjenje orientacijskih domen pri nižjih močeh laserske svetlobe. Rezultati so potrdili drugo raziskovalno tezo (razdelek 1.2).

Dimenzije mikrofluidičnih kanalčkov vplivajo na obliko, velikost in življenski čas domenskih struktur (razdelek 4.6). Domene lahko manipuliramo s kanalčki različnih geometrijskih oblik brez uporabe laserske pincete ali spreminjanja pretoka s preciznim kontrolerjem tlaka. Zožitve in serpentinasti zavoji pospešijo njihov transport in rast, razširitve pa jih ne glede na hitrost pretoka zavirajo. Kombinacije razcepov glavnega kanalčka v obliki črke T vodijo do razcepa, združevanja in sortiranja posameznih domen. V razdelku 4.6 sem tako potrdil tretjo raziskovalno tezo (razdelek 1.2).

Precizno vzpostavljanje toka nematika v mikrokanalčkih lahko privede do nastanka in stabilizacije kiralnih domenskih stanj (razdelek 4.7). V odvisnosti od hitrostnega profila toka in razmerja elastičnih konstant se lahko razvijeta kiralni stanji z vmesnim nesingularnim solitonom ali brez. Gre za metastabilni stanji, ki se pojavita z zveznim faznim prehodom iz šibkega tokovnega režima, zaradi metastabilnosti pa hitro preideta v režim hitrega toka. Z lasersko pinceto lahko preklaplamo med kiralnima režimoma, majhna količina dodanega kiralnega dopanta v nematiku pa zatre razvoj dvojnega kiralnega stanja z vmesnim solitonom. Predstavljeni rezultati povzemajo prva opažanja takih stanj v toku nematikov in potrjujejo četrto raziskovalno tezo (razdelek 1.2).

V zadnjem razdelku 4.8 sem predstavil preliminarne rezultate vpliva električnega polja na tokovne režime v homeotropnem mikrofluidičnem kanalčku. Pokazal sem, da lahko s silnicami električnega polja bodisi prečno na tok bodisi vzporedno s tokom vplivamo na razvoj in dinamiko domenskih struktur. Manipulacija toka z električnim poljem običajno vodi v nastanek kiralnih in nematskih domen, povzroči nihanje nesingularnega solitona med kiralnima stanjema oziroma v šibkem tokovnem režimu vzpostavi režim hitrega toka od elektrod naprej. Vplivamo lahko celo na orientacijo direktorskega polja domen in s tem povzročimo njihov razcep.

V okviru doktorske naloge sem razvil eksperimentalni pristop v mikrofluidiki tekočih kristalov, ki omogoča kontrolirano vzpostavljanje tokovnih režimov ter tvorjenje in transport domenskih struktur v hidrodinamskem toku. Rezultati doktorske naloge so doprinos k raziskavam kompleksnih tekočin, saj gre za prvi primer stabilizacije dinamičnih mikrostruktur čiste anizotropne tekočine s kombinacijo različnih zunanjih polj. Eksperimentalna raziskava skupaj z rezultati teoretičnega modela in numeričnih simulacij odpira nove možnosti za raziskave neravnovesne dinamike v aktivnih in bioloških sistemih ter nudi možnosti razvoja aplikacij za senzorske tehnologije in digitalne zaslone.

Literatura

- [1] D. Dunmur in T. Sluckin, *Soap, Science and Flat-Screen TVs: A History of Liquid Crystals* (Oxford University Press, 2011).
- [2] O. Lehmann, *Flüssige Krystalle sowie Plastizität von Kristallen im allgemeinen, molekulare Umlagerungen und Aggregatzustandsänderungen* (Wilhelm Engelmann, 1904).
- [3] M. Vilfan in I. Muševič, *Tekoči kristali* (DMFA, 2002).
- [4] P. Oswald in P. Pieranski, *Nematic and Cholesteric Liquid Crystals: Concepts and Physical Properties Illustrated by Experiments* (Taylor & Francis Group, 2005).
- [5] P. G. Gennes in J. Prost, *Physics of Liquid Crystals* (Oxford University Press, 1993).
- [6] P. J. Collings in M. Hird, *Introduction to Liquid Crystals: Chemistry and Physics* (Taylor & Francis Group, 1997).
- [7] U. Tkalec, *Meddelčne interakcije in nove koloidne strukture v tankih nematskih plasteh*, Doktorska disertacija, Mednarodna podiplomska šola Jožefa Stefana, Ljubljana, Slovenija (2010).
- [8] P. Tabeling, *Introduction to Microfluidics* (Oxford University Press, 2005).
- [9] G. M. Whitesides, *The origins and the future of microfluidics*, *Nature* **442**, 368 (2006).
- [10] A. S. Utada, L. Y. Chu, A. Fernandez-Nieves, D. R. Link, C. Holtze in D. A. Weitz, *Dripping, jetting, drops, and wetting: The magic of microfluidics*, *MRS Bulletin* **32**, 702 (2007).
- [11] T. M. Squires in S. R. Quake, *Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale*, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 977 (2005).
- [12] G. Durey, *Stripes, fingers and skyrmions: taming cholesteric liquid crystal shells under perpendicular anchoring*, Doktorska disertacija, ESPCI Paris, Pariz, Francija (2018).
- [13] J. L. Ericksen, *Anisotropic fluids*, *Arch. Rational Mech. Anal.* **4**, 231 (1959).

- [14] F. M. Leslie, *Some constitutive equations for liquid crystals*, Arch. Ration. Mech. Anal. **28**, 265 (1968).
- [15] D. Forster, T. C. Lubensky, P. C. Martin, J. Swift in P. S. Pershan, *Hydrodynamics of liquid crystals*, Phys. Rev. Lett. **26**, 1016 (1971).
- [16] P. Pieranski in E. Guyon, *Instability of certain shear flows in nematic liquids*, Phys. Rev. A **9**, 404 (1974).
- [17] I. Janossy, P. Pieranski in E. Guyon, *Poiseuille flow in nematics: experimental study of the instabilities*, J. Phys. (Paris) **37**, 1105 (1976).
- [18] S. A. Jewell, S. L. Cornford, F. Yang, P. S. Cann in J. R. Sambles, *Flow-driven transition and associated velocity profiles in a nematic liquid crystal cell*, Phys. Rev. E **80**, 041706 (2009).
- [19] C. J. Holmes, S. L. Cornford in J. R. Sambles, *Small surface pretilt strikingly affects the director profile during Poiseuille flow of a nematic liquid crystal*, Phys. Rev. Lett. **104**, 248301 (2010).
- [20] J. G. Cuennet, A. E. Vasdekis, L. D. Sio in D. Psaltis, *Optofluidic modulator based on peristaltic nematogen microflows*, Nat. Photon. **5**, 234 (2011).
- [21] J. G. Cuennet, A. E. Vasdekis in D. Psaltis, *Optofluidic-tunable color filters and spectroscopy based on liquid crystal microflows*, Lab Chip **13**, 2721 (2013).
- [22] A. Sengupta, U. Tkalec in C. Bahr, *Nematic textures in microfluidic environment*, Soft Matter **7**, 6542 (2011).
- [23] A. Sengupta, B. Schulz, E. Ouskova in C. Bahr, *Functionalization of microfluidic devices for investigation of liquid crystal flows*, Microfluid. Nanofluid. **13**, 941 (2012).
- [24] A. Sengupta, S. Herminghaus in C. Bahr, *Opto-fluidic velocimetry using liquid crystal microfluidics*, Appl. Phys. Lett. **101**, 164101 (2012).
- [25] A. Sengupta, *Nematic Liquid Crystals and Nematic Colloids in Microfluidic Environment*, Doktorska disertacija, Max Planck Institute for Dynamics and Self Organization (MPIDS), Göttingen, Nemčija (2012).
- [26] A. Sengupta, U. Tkalec, M. Ravnik, J. M. Yeomans, C. Bahr in S. Herminghaus, *Liquid crystal microfluidics for tunable flow shaping*, Phys. Rev. Lett. **110**, 048303 (2013).
- [27] A. Sengupta, C. Pieper, J. Enderlein, C. Bahr in S. Herminghaus, *Flow of a nematogen past a cylindrical micro-pillar*, Soft Matter **9**, 1937 (2013).
- [28] A. Sengupta, C. Bahr in S. Herminghaus, *Topological microfluidics for flexible micro-cargo concepts*, Soft Matter **9**, 7251 (2013).
- [29] A. Sengupta, S. Herminghaus in C. Bahr, *Liquid crystal microfluidics: surface, elastic and viscous interactions at microscales*, Liq. Cryst. Rev. **2**, 73 (2014).

-
- [30] A. Sengupta, *Topological constraints in a microfluidic platform*, Liq. Cryst. **41**, 290 (2014).
- [31] V. M. O. Batista, M. L. Blow in M. M. T. da Gama, *The effect of anchoring of the nematic flow in channels*, Soft Matter **11**, 4674 (2015).
- [32] H. Agha in C. Bahr, *Connecting and disconnecting nematic disclination lines in microfluidic channels*, Soft Matter **12**, 4266 (2016).
- [33] H. Agha in C. Bahr, *Nematic line defects in microfluidic channels: wedge, twist and zigzag disclinations*, Soft Matter **14**, 653 (2018).
- [34] Z. Liu, D. Luo in K.-L. Yang, *Flow-driven disclination lines of nematic liquid crystals inside a rectangular microchannel*, Soft Matter **15**, 5638 (2019).
- [35] T. Stieger, H. Agha, M. Schoen, M. G. Mazza in A. Sengupta, *Hydrodynamic cavitation in Stokes flow of anisotropic fluids*, Nat. Commun. **8**, 15550 (2017).
- [36] L. Giomi, Ž. Kos, M. Ravnik in A. Sengupta, *Cross-talk between topological defects in different fields revealed by nematic microfluidics*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **114**, E5771 (2017).
- [37] Ž. Kos, M. Ravnik in S. Žumer, *Nematodynamics and structures in junctions of cylindrical micropores*, Liq. Cryst. **44**, 2161 (2017).
- [38] F. Serra, K. C. Vishnubhatla, M. Buscaglia, R. Cerbino, R. Osellame, G. Cerullo in T. Bellini, *Topological defects of nematic liquid crystals confined in porous networks*, Soft Matter **7**, 10945 (2011).
- [39] T. Araki, *Dynamic coupling between a multistable defect pattern and flow in nematic liquid crystals confined to a porous medium*, Phys. Rev. Lett. **109**, 257801 (2012).
- [40] J.-P. Delville, M. R. de Saint Vincent, R. D. Schroll, H. Chraïbi, B. Issenmann, R. Wunenburger, D. Lasseux, W. W. Zhang in E. Brasselet, *Laser microfluidics: fluid actuation by light*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **11**, 034015 (2009).
- [41] M. R. de Saint Vincent, H. Chraïbi in J.-P. Delville, *Optical flow focusing: light-induced destabilization of stable liquid threads*, Phys. Rev. Appl. **4**, 044005 (2015).
- [42] F. M. Weinert, C. B. Mast in D. Braun, *Optical fluid and biomolecule transport with thermal fields*, Phys. Chem. Chem. Phys. **13**, 9918 (2011).
- [43] M. Krishnan, J. Park in D. Erickson, *Optothermorheological flow manipulation*, Opt. Lett. **34**, 1976 (2009).
- [44] D. Erickson, D. Sinton in D. Psaltis, *Optofluidics for energy applications*, Nat. Photon. **5**, 583 (2011).

- [45] P. Minzioni, R. Osellame, C. Sada, S. Zhao, F. G. Omenetto, K. B. Gylfason, T. Haraldsson, Y. Zhang, A. Ozcan, A. Wax, F. Mugele, H. Schmidt, G. Testa, R. Bernini, J. Guck, C. Liberale, K. Berg-Sørensen, J. Chen, M. Pollnau, S. Xiong, A.-Q. Liu, C.-C. Shiue, S.-K. Fan, D. Erickson in D. Sinton, *Roadmap for optofluidics*, J. Opt. **19**, 093003 (2017).
- [46] Y.-K. Kim, B. Senyuk in O. D. Lavrentovich, *Molecular reorientation of a nematic liquid crystal by thermal expansion*, Nat. Commun. **3**, 1133 (2012).
- [47] T. Porenta, M. Ravnik in S. Žumer, *Complex field-stabilised nematic defect structures in Laguerre-Gaussian optical tweezers*, Soft Matter **8**, 1865 (2012).
- [48] A. Usman, T. Uwada in H. Masuhara, *Optical reorientation and trapping of nematic liquid crystals leading to the formation of micrometer-sized domain*, J. Phys. Chem. C **115**, 11906 (2011).
- [49] H. Choi in H. Takezoe, *Circular flow formation triggered by Marangoni convection in nematic liquid crystal films with a free surface*, Soft Matter **12**, 481 (2016).
- [50] Y. Takenaka in T. Yamamoto, *Light-induced displacement of a microbead through the thermal expansion of liquid crystals*, Soft Matter **13**, 1116 (2017).
- [51] P. Pieranski, M. H. Godinho in S. Čopar, *Persistent quasiplanar nematic texture: Its properties and topological defects*, Phys. Rev. E **94**, 042706 (2016).
- [52] P. Pieranski, S. Čopar, M. H. Godinho in M. Dazza, *Hedgehogs in the dowser state*, Eur. Phys. J. E **39**, 121 (2016).
- [53] P. Pieranski, J.-P-Hulin in M. H. Godinho, *Rheotropism of the dowser texture*, Eur. Phys. J. E **40**, 109 (2017).
- [54] P. Pieranski in M. H. Godinho, *Electro-osmosis and flexo-electricity in the dowser texture*, Eur. Phys. J. E **42**, 69 (2019).
- [55] P. Pieranski in M. H. Godinho, *Flexo-electricity of the dowser texture*, Soft Matter **15**, 1469 (2019).
- [56] M. Škarabot, Z. Lokar in I. Muševič, *Transport of particles by a thermally induced gradient of the order parameter in nematic liquid crystals*, Phys. Rev. E **87**, 062501 (2013).
- [57] M. Nikkhou, M. Škarabot, S. Čopar, M. Ravnik, S. Žumer in I. Muševič, *Light-controlled topological charge in a nematic liquid crystal*, Nat. Phys. **11**, 183 (2014).
- [58] M. Škarabot, N. Osterman in I. Muševič, *Optothermally driven colloidal transport in a confined nematic liquid crystal*, Soft Matter **13**, 2448 (2017).
- [59] D. Svenšek, *Vpliv hidrodinamičnih tokov na reorientacijsko dinamično tekočih kristalov*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2003).

- [60] D. Seč, *Urejanje in lokalna fluidika v ograjenem kiralnem in nekiralnem nematiku*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2014).
- [61] Ž. Kos, *Mikrofluidne strukture na osnovi nematskih tekočih kristalov*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2019).
- [62] R. Zhang, T. Roberts, I. S. Aranson in J. J. de Pablo, *Lattice Boltzmann simulation of asymmetric flow in nematic liquid crystals with finite anchoring*, J. Chem. Phys. **144**, 084905 (2016).
- [63] C. Denniston, E. Orlandini in J. M. Yeomans, *Lattice Boltzmann simulations of liquid crystal hydrodynamics*, Phys. Rev. E **63**, 056702 (2001).
- [64] D. C. Duffy, J. C. McDonald, O. J. A. Schueller in G. Whitesides, *Rapid prototyping of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane)*, Anal. Chem. **70**, 4974 (1998).
- [65] J. C. McDonald in G. M. Whitesides, *Poly(dimethylsiloxane) as a material for fabricating microfluidic devices*, Acc. Chem. Res. **35**, 491 (2002).
- [66] G. M. Whitesides in A. D. Stroock, *Flexible methods for microfluidics*, Phys. Today **54**, 42 (2001).
- [67] A. S. Utada, E. Lorenceau, D. R. Link, P. D. Kaplan, H. A. Stone in D. A. Weitz, *Monodisperse double emulsions generated from a microcapillary device*, Science **308**, 537 (2005).
- [68] H. A. Stone, *Introduction to Fluid Dynamics for Microfluidic Flows*. Iz knjige: *H. Lee, R. M. Westervelt, D. Ham (eds) CMOS Biotechnology. Series on Integrated Circuits and Systems* (Springer, 2007).
- [69] H. Bruus, *Theoretical microfluidics - Lecture notes* (Technical University of Denmark, Danska, 2007).
- [70] R. F. Ismagilov, A. D. Stroock, P. J. A. Kenis in G. Whitesides, *Experimental and theoretical scaling laws for transverse diffusive broadening in two-phase laminar flows in microchannels*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2376 (2000).
- [71] L. D. Landau in E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, 1987).
- [72] M. L. Magnuson, B. M. Fung in J. P. Bayle, *On the temperature dependence of the order parameter of liquid crystals over a wide nematic range*, Liq. Cryst. **19**, 823 (1995).
- [73] M. Svetec, *Vpliv defektov in nereda na fazno obnašanje nematskih in smektičnih termotropnih tekočih kristalov*, Doktorska disertacija, Univerza v Mariboru, Fakulteta za naravoslovje in matematiko, Slovenija (2007).
- [74] M. Nobili in G. Durand, *Disorientation-induced disordering at a nematic-liquid-crystal-solid interface*, Phys. Rev. A **46**, R6174 (1992).

- [75] B. Jerome, *Surface effects and anchoring in liquid crystals*, Rep. Prog. Phys. **54**, 391 (1991).
- [76] T. Scharf, *Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers* (John Wiley & Sons, 2007).
- [77] F. G. Smith, T. A. King in D. Wilkins, *Optics and Photonics An Introduction* (John Wiley & Sons, 2007).
- [78] G. Posnjak, *Topološke formacije v kiralnih nematskih kapljicah*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2017).
- [79] I. Muševič, *Liquid Crystal Colloids* (Springer, 2017).
- [80] D.-K. Yang in S.-T. Wu, *Fundamentals of Liquid Crystal Devices* (John Wiley & Sons, 2014).
- [81] G. P. Alexander, B. G. Chen, E. A. Matsumoto in R. D. Kamien, *Colloquium: Disclination loops, point defects, and all that in nematic liquid crystals*, Rev. Mod. Phys. **84**, 497 (2012).
- [82] M. Kleman in O. D. Lavrentovich, *Soft Matter Physics: An Introduction* (Springer, 2003).
- [83] M. Nikkhou, *Topološki defekti in interakcije med mikrodenci različnih oblik v nematskem tekočem kristalu*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2015).
- [84] A. Bogi in S. Faetti, *Elastic, dielectric and optical constants of 4'-pentyl-4-cyanobiphenyl*, Liq. Cryst. **28**, 729 (2001).
- [85] D. V. Sai, K. P. Zuhail, R. Sarkar in S. Dhara, *Structure property correlation of bicyclohexane nematic liquid crystals*, Liq. Cryst. **42**, 328 (2015).
- [86] I. W. Steward, *The Static and Dynamic Continuum Theory of Liquid Crystals* (Taylor & Francis, 2004).
- [87] S. Mondal, I. M. Griffiths, F. Charlet in A. Majumdar, *Flow and nematic director profiles in a microfluidic channel: the interplay of nematic material constants and backflow*, Fluids **3**, 39 (2018).
- [88] S. Hess, *Irreversible thermodynamics of nonequilibrium alignment phenomena in molecular liquids and in liquid crystals*, Z. Naturforsch. A **30**, 728 (1975).
- [89] P. D. Olmsted in P. Goldbart, *Theory of the nonequilibrium phase transition for nematic liquid crystals under shear flow*, Phys. Rev. A **41**, 4578 (1990).
- [90] H. Stark in T. C. Lubensky, *Poisson-bracket approach to the dynamics of nematic liquid crystals*, Phys. Rev. E **67**, 061709 (2003).
- [91] A. M. Sonnet, P. L. Maffettone in E. G. Virga, *Continuum theory for nematic liquid crystals with tensorial order*, J. Non-Newton. Fluid. **119**, 51 (2004).

- [92] T. Qian in P. Sheng, *Generalized hydrodynamic equations for nematic liquid crystals*, Phys. Rev. E **58**, 1998 (1998).
- [93] M. Miesowicz, *The three coefficients of viscosity of anisotropic liquids*, Nature **158**, 27 (1946).
- [94] A. Fernandez-Nieves in A. M. Puertas, *Fluids, Colloids and Soft Materials: An Introduction to Soft Matter Physics* (John Wiley & Sons, 2016).
- [95] A. N. Beris in B. J. Edwards, *Thermodynamics of Flowing Systems: with Internal Microstructure* (Oxford University Press, 1994).
- [96] A. Ashkin, *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970).
- [97] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm in S. Chu, *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*, Opt. Lett. **11**, 288 (1986).
- [98] A. Ashkin, J. M. Dziedzic in T. Yamane, *Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams*, Nature **330**, 769 (1987).
- [99] A. Ashkin in J. M. Dziedzic, *Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria*, Science **235**, 1517 (1987).
- [100] A. Ashkin, *History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms, and molecules*, IEEE J. Sel. Top. Quant. **6**, 841 (2000).
- [101] N. Osterman, *Optična pinceta in ustvarjanje ultrakratkih optičnih sunkov visokih intenzitet, Nobelova nagrada za fiziko 2018*, Obzornik mat. fiz. **65**, 171 (2018).
- [102] S. Vrhovec, M. Mally, B. Kavčič in J. Derganc, *A microfluidic diffusion chamber for reversible environmental changes around flaccid lipid vesicles*, Lab Chip **11**, 4200 (2011).
- [103] S. Sretenovic, B. Stojković, I. Dogsa, R. Kostanjšek, I. Poberaj in D. Stopar, *An early mechanical coupling of planktonic bacteria in dilute suspensions*, Nat. Commun. **8**, 213 (2017).
- [104] B. Stojković, *Mikroreologija z optično pinceto*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2015).
- [105] N. Osterman, *Študij viskoelastičnih lastnosti, meddelčnih potencialov in samourejanja v mehki snovi z magneto-optično pinceto*, Doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, Slovenija (2009).
- [106] I. Muševič, M. Škarabot, D. Babič, N. Osterman, I. Poberaj, V. Nazarenko in A. Nych, *Laser trapping of small colloidal particles in a nematic liquid crystal: clouds and ghosts*, Phys. Rev. Lett. **93**, 187801 (2004).
- [107] I. Muševič, M. Škarabot, U. Tkalec, M. Ravnik in S. Žumer, *Two-dimensional nematic colloidal crystals self-assembled by topological defects*, Science **313**, 954 (2006).

- [108] U. Tkalec, M. Ravnik, S. Čopar, S. Žumer in I. Muševič, *Reconfigurable knots and links in chiral nematic colloids*, *Science* **333**, 62 (2011).
- [109] T. Emeršič, R. Zhang, Ž. Kos, S. Čopar, N. Osterman, J. J. de Pablo in U. Tkalec, *Sculpting stable structures in pure liquids*, *Sci. Adv.* **5**, eaav4283 (2019).
- [110] F. J. Kahn, G. N. Taylor in H. Schonhorn, *Surface-produced alignment of liquid crystals*, *Proc. IEEE* **61**, 823 (1973).
- [111] L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals* (Springer, 2011).
- [112] L. Walz, W. Haase in R. Eidenschink, *The crystal and molecular structures of four homologous, mesogenic trans,trans-4,4'-dialkyl-(1 α ,1'-bicyclohexyl)-4 β -carbonitril (CCN's)*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **168**, 169 (1989).
- [113] Y. Sasaki, V. S. R. Jampani, C. Tanaka, N. Sakurai, S. Sakane, V. K. Le, F. Araoka in H. Orihara, *Large-scale self-organization of reconfigurable topological defect networks in nematic liquid crystals*, *Nat. Commun.* **7**, 13238 (2016).
- [114] S.-J. J. Lee in N. Sundararajan, *Microfabrication for Microfluidics* (Artech House, 2010).
- [115] MicroChem, *SU-8 3000, Permanent Epoxy, Negative Photoresist*, <http://www.microchem.com/Prod-LithographyOverviewPosNeg.htm>, dostop: 1.10.2018.
- [116] Y. Xia in G. M. Whitesides, *Soft Lithography*, *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* **37**, 550 (1998).
- [117] W. J. Croft, *Under the microscope: A brief history of microscopy* (World Scientific, 2006).
- [118] I. Dierking, *Textures of liquid crystals* (John Wiley & Sons, 2003).
- [119] Aresis d.o.o., *Tweez - Priročnik za uporabo* (2008).
- [120] Elveflow, *Pressure driven flow control*, <https://www.elveflow.com/microfluidic-tutorials/microfluidic-applications/control-liquid-pressure-in-a-microchip-with-a-gas-pressure-source/>, dostop: 17. 5. 2019.
- [121] D. J. Laser in J. G. Santiago, *Topical review: A review of micropumps*, *J. micromech. microeng.* **14**, 35 (2004).
- [122] S. Čopar, Ž. Kos, T. Emeršič in U. Tkalec, *Microfluidic control over topological states in channel-confined nematic flows*, poslano v *Nat. Commun.* (2019).
- [123] T. Emeršič, S. Čopar in U. Tkalec, *Shaping orientational phase domains in nematic liquid crystal microfluidic flows by geometric confinement*, v pripravi za objavo (2019).

- [124] S. A. Tatarikova, D. R. Burnham, A. K. Kirby in G. D. Love, *Colloidal interactions and transport in nematic liquid crystals*, Phys. Rev. Lett. **98**, 157801 (2007).

Delovni življenjepis

TADEJ EMERŠIČ

OSEBNI PODATKI

Rojstvo: 27. januar 1990, Ptuj, Slovenija

Državljanstvo: slovensko

Jeziki: slovenščina (materni), angleščina (tekoče), nemščina (osnovno)

E-pošta: emersic.tadej@gmail.com

IZOBRAŽEVANJE

2015–2019: **Doktor znanosti s področja fizike**, Fakulteta za naravoslovje in matematiko, Univerza v Mariboru

Naslov naloge: Optično-temperaturna manipulacija tlačno moduliranih mikrotokov nematskega tekočega kristala v mikrofluidičnem okolju

Mentor: Uroš Tkalec, področje: eksperimentalna fizika mehke snovi

2012–2015: **Magister fizike**, Fakulteta za naravoslovje in matematiko, Univerza v Mariboru

Naslov naloge: Modelna napoved forsiranega izdihanega volumna v prvi sekundi (FEV1) pred in po zaužitju nesteroidnih antirevmatikov

Mentor: Aleš Fajmut, področje: teoretična biofizika

2009–2012: **Diplomirani fizik**, Fakulteta za naravoslovje in matematiko, Univerza v Mariboru

Naslov naloge: Viskoelastični model izometrične kontrakcije gladkih mišic

Mentor: Aleš Fajmut, področje: teoretična biofizika

DELOVNE IZKUŠNJE

2015–2019: **Mladi raziskovalec**, Medicinska fakulteta, Univerza v Ljubljani

2012–2015: **Inštruktor fizike**, Proverba, Bresternica

2009–2015: **Študentska pomoč na Fakulteti za naravoslovje in matematiko (FNM)**,

Univerza v Mariboru (UM): študent tutor fizike za dodiplomske študente,

član Komisije za ocenjevanje kakovosti (2012–2014),

član Študentskega sveta in Senata (2013–2015),

član Komisije za znanstvenoraziskovalne zadeve FNM in UM (2014–2015)

NAGRADE

- **Najboljši študent Univerze v Mariboru 2014–2015** (3. mesto)
- **Diploma magna cum laude 2015** (za odličen uspeh na magistrskem študiju fizike)
- **Diploma cum laude 2015** (za najboljšega diplomanta na Oddelku za fiziko FNM UM)

POLETNE ŠOLE

- **Bandol Summer School on Liquid Crystals 2016**, Bandol, Francija
- **13th International School of Biophysics 2016**, Split, Hrvaška
- **Dresden Summer School in Systems Biology 2014**, Dresden, Nemčija

DELOVNI OBISKI

Maj 2019: Experimental Soft Matter Physics Lab, Univerza v Luksemburgu, Luksemburg

Julij 2017: Institut Jacques Monod, Pariz, Francija

ZNANSTVENE OBJAVE

- T. Emeršič, R. Zhang, Ž. Kos, S. Čopar, N. Osterman, J. J. de Pablo, U. Tkalec, Sculpting stable structures in pure liquids. *Science Advances* **5**, eaav4283 (2019).
- A. Fajmut, T. Emeršič, N. Antić, A. Dobovišek, D. Schäfer, M. Brumen, Dynamic model of eicosanoid production with special reference to NSAID-triggered hypersensitivity. *IET Systems Biology* **9**, 204 (2015).
- S. Čopar, Ž. Kos, T. Emeršič, U. Tkalec, Microfluidic control over topological states in channel-confined nematic flows. *Poslano v Nat. Commun.*
- T. Emeršič, S. Čopar, U. Tkalec, Shaping orientational phase domains in nematic liquid crystal microfluidic flows by geometric confinement. *V pripravi za objavo.*

PREDAVANJA IN PLAKATI

- "Optothermal manipulation of pressure-driven NLC microflows in microfluidic environment", ESMP Lab, Univerza v Luksemburgu, Luksemburg (2019).
- "Excitable and responsive orientational patterns in nematic liquid crystal microfluidic flows", 27th International Liquid Crystal Conference, Kyoto, Japonska (2018).
- "Opto-thermal effects in liquid crystal microfluids", Conference Flow 17, Pariz, Francija (2017).
- "Optothermal tuning of flowing nematic fluids", Gordon Research Conference on liquid crystals, Biddeford, ZDA (2017).
- "Optical manipulation of liquid crystals in microfluidic environment", 13th International School of Biophysics, Split, Hrvaška (2016).
- "Dynamic model of eicosanoid production with special reference to aspirin-exacerbated respiratory disease (AERD)", Regional Biophysics Conference, Smolenice, Slovaška (2014).
- "Model for production of leukotrienes and prostaglandins", Dresden Summer School, Dresden, Nemčija (2014).
- "Dynamic model of eicosanoid production with special reference to NSAID-triggered hypersensitivity", Conference on Systems Biology of Mammalian Cells, Berlin, Nemčija (2014).

PRILOGA 4: IZJAVA O AVTORSTVU IN ISTOVETNOSTI TISKANE IN ELEKTRONSKE OBLIKE DOKTORSKE DISERTACIJE

UNIVERZA V MARIBORU
Fakulteta za naravoslovje in matematiko

IZJAVA O AVTORSTVU IN ISTOVETNOSTI TISKANE IN ELEKTRONSKE OBLIKE DOKTORSKE DISERTACIJE

Ime in priimek študenta/-ke: Tadej Emeršič

Študijski program: FIZIKA

Naslov doktorske disertacije: Optično-temperaturna manipulacija tlačno moduliranih mikrotokov nematskega tekočega kristala v mikrofluidičnem okolju

Mentor/-ica: Uroš Tkalec

Somentor/-ica: _____

Podpisani/-a študent/-ka Tadej Emeršič

- izjavljam, da je zaključno delo rezultat mojega znanstvenoraziskovalnega dela;
- izjavljam, da sem pridobil/-a vsa potrebna soglasja za uporabo podatkov in avtorskih del v zaključnem delu in jih v zaključnem delu jasno in ustrezno označil/-a;
- na Univerzo v Mariboru neodplačno, neizključno, prostorsko in časovno neomejeno prenašam pravico shranitve avtorskega dela v elektronski obliki, pravico reproduciranja ter pravico ponuditi zaključno delo javnosti na svetovnem spletu preko DKUM in drugih informacijskih zbirk in ponudnikov; sem seznanjen/-a, da bodo dela deponirana/objavljena v DKUM dostopna široki javnosti pod pogoji licence **Creative Commons BY-NC-ND**, kar vključuje tudi avtomatizirano indeksiranje preko spleta in obdelavo besedil za potrebe tekstovnega in podatkovnega rudarjenja in ekstrakcije znanja iz vsebin; uporabnikom se dovoli reproduciranje brez predelave avtorskega dela, distribuiranje, dajanje v najem in priobčitev javnosti samega izvirnega avtorskega dela, in sicer pod pogojem, da navedejo avtorja in da ne gre za komercialno uporabo;
- dovoljujem objavo svojih osebnih podatkov, vezanih na zaključek študija (ime, priimek, leto zaključka študija, naslov zaključnega dela) na spletnih straneh Univerze v Mariboru in v publikacijah Univerze v Mariboru;
- izjavljam, da je tiskana oblika zaključnega dela istovetna elektronski obliki zaključnega dela, ki sem jo oddal/-a za objavo v DKUM;
- izjavljam, da sem seznanjen s pogoji Proquest-a za oddajo in javno objavo doktorske disertacije v podatkovno zbirko ProQuest Dissertations & Theses Global (<http://contentz.mkt5049.com/lp/43888/382619/PQDTauthoragreement.pdf>).

Uveljavljam permissivnejšo obliko licence Creative Commons: _____ (navedite obliko)

Kraj in datum: Maribor, 30.09.2019 Podpis študenta/-ke: _____

