

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ИМЕНИ  
Ю. А. ОСИПЬЯНА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

**На правах рукописи**

Спириденко Никита Андреевич

**Топологические переходы в нематических жидких  
кристаллах с рождением и аннигиляцией  
топологических дефектов**

Специальность 1.3.8 ☐  
«Физика конденсированного состояния»

**Диссертация**

На соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.

Долганов П.В.

Черноголовка – 2026

# Содержание

Введение .....	3
Глава 1. Литературный обзор .....	12
Глава 2. Экспериментальные методики и образцы .....	23
Глава 3. Динамика коалесценции капель в плоских ячейках .....	27
3.1 Ранний этап слияния капель .....	28
3.2 Средний этап слияния капель .....	37
3.3 Конечный этап слияния капель .....	39
Глава 4. Топологические дефекты в тонких слоях нематика .....	43
4.1 Упорядоченные одномерные структуры топологических дефектов .....	43
4.2 Топологические дефекты на поверхности нематических и изотропных капель .....	51
4.3 Зарождение и аннигиляция топологических дефектов при коалесценции капель .....	61
Глава 5. Динамические неустойчивости с изменением топологии при слиянии и разрыве .....	78
5.1 Топологические переходы в тороидальных каплях .....	78
5.2 Разрыв тонких прослоек нематика .....	88
Заключение .....	96
Список литературы .....	98

## Введение

Жидкие кристаллы – это уникальные вещества, сочетающие в себе свойства твердых кристаллов и жидкостей. Они сохраняют анизотропию, присущую кристаллам, но при этом обладают текучестью, характерной для жидкости. Молекулы жидких кристаллов ориентационно упорядочены, в отличие от жидкостей. Различные физические характеристики жидких кристаллов анизотропны. В частности, оптическая анизотропия жидкого кристалла проявляется в различии показателей преломления в направлении параллельном и перпендикулярном направлению ориентации молекул жидкого кристалла. Разнообразие эффектов, возникающих благодаря анизотропным свойствам жидких кристаллов, служит основой для их широкого применения в науке и технике. Например, диэлектрическая анизотропия нематических жидких кристаллов приводит к возможности переориентации молекул внешним электрическим полем, что используется в жидкокристаллических дисплеях и других оптических устройствах.

В жидких кристаллах из-за нарушений ориентационной симметрии образуются топологические дефекты разного типа. Топологический дефект – это дефект, который невозможно ликвидировать путем непрерывного изменения поля упорядочения. В жидком кристалле таким полем упорядочения служит преимущественное направление молекул –  $n$ -директор. Зачастую образуются необычные структуры с точечными и линейными топологическими дефектами. Топологические дефекты в жидких кристаллах можно рассматривать как точечные частицы с зарядом. Топологический заряд совокупности дефектов в системе связан с Эйлеровой характеристикой (инвариант Эйлера – Пуанкаре). Связь Эйлеровой характеристики с физикой жидких кристаллов устанавливается теоремой Пуанкаре – Хопфа. Она утверждает, что для векторного поля, заданного на замкнутой ориентированной поверхности, сумма топологических зарядов

дефектов поля равна Эйлеровой характеристике этой поверхности. Жидкие кристаллы – удобные модельные среды для изучения топологических дефектов, поскольку дефекты могут быть сравнительно легко получены и визуализированы [1-3]. Топологические дефекты в жидких кристаллах интересны не только сами по себе, но и как сравнительно простые модельные системы для описания различных физических явлений. Например, моделирование механизма Киббла эволюции ранней Вселенной [4] проводилось в экспериментах с использованием нематических жидких кристаллов, в которых отсутствует трансляционное упорядочение, но присутствует ориентационное упорядочение в расположении длинных осей молекул. Несмотря на разнообразие дефектов, законы, управляющие их существованием, универсальны. Во многих случаях дефекты вносят значительный вклад в статические и динамические свойства систем. Исследование топологических дефектов имеет как фундаментальное, так и прикладное значение для технических приложений и моделирования различных явлений, поэтому данная работа является актуальной. Основной темой настоящей работы является исследование топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики и исследование структуры и динамики топологических дефектов в нематических жидких кристаллах.

### **Цель и задача работы**

Целями данной работы является:

1. Экспериментальное исследование топологических переходов, структуры и динамики дефектов при топологических переходах в нематическом жидком кристалле, в том числе в процессе коалесценции капель в оптических ячейках и разрыве прослоек изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле.
2. Экспериментальное изучение структуры топологических дефектов, образующихся и аннигилирующих при топологических переходах в ограниченной геометрии оптической ячейки.
3. Исследование коллективного поведения топологических дефектов в нематическом жидком кристалле.

Для достижения данной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследовать динамику коалесценции капель на различных этапах их слияния с получением зависимостей характерных времен от толщин ячеек и размеров капель.
2. Получить и исследовать упорядоченные одномерные структуры из топологических дефектов с чередующимися противоположными топологическими зарядами.
3. Изучить процесс зарождения и аннигиляции топологических дефектов на границе капель при их слиянии в ограниченной геометрии плоских ячеек.
4. Исследовать динамическую нестабильность при разрыве тонких изотропных прослоек жидкости между областями нематического жидкого кристалла.
5. Изучить топологические переходы изотропных капель в нематической среде, приводящие к образованию тороидальных капель с изменением Эйлеровой характеристики, а также последующий распад тороидальных капель.

#### **На защиту выносятся следующие положения**

1. Характерные времена слияния капель изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле и нематического жидкого кристалла в изотропной жидкости для начального этапа слияния увеличиваются линейно с размером капель, для конечного этапа пропорционально третьей степени радиуса капель.

2. Слияние изотропных капель в нематическом жидком кристалле с гибридными граничными условиями на границе капель и поверхности ячейки сопровождается зарождением топологических дефектов с последующей попарной аннигиляцией дефектов противоположного знака.

3. Впервые получены замкнутые цепочки из топологических дефектов («ожерелье» из дефектов). В таких структурах число дефектов с противоположными топологическими зарядами одинаковое.

4. Неустойчивость Рэлея-Плато в жидком кристалле сопровождается образованием топологических дефектов на поверхности сателлитных капель, образующихся при каскадном разрыве тонких изотропных прослоек жидкости между областями жидкого кристалла.

5. Топологические ограничения в жидких кристаллах, ограниченная геометрия ячейки и гибридные граничные условия приводят к существованию тороидальных структур с Эйлеровой характеристикой  $\chi = -1$  и к различным сериям топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики.

### Научная новизна

Впервые на одних и тех же образцах изучены три этапа коалесценции капель. На начальном этапе коалесценции скорость роста перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. На средней и конечной стадиях динамика коалесценции определяется течением Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена  $\tau$ , определенные на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния, можно свести к одной универсальной зависимости от размера сливающихся капель. Релаксация на поздней стадии происходит быстрее в более толстых ячейках. Определена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии формы для капель различного размера в ячейках разной толщины. Ранее на одном и том же веществе не исследовали все три этапа слияния.

Определена структура и динамика топологических дефектов в ограниченной квазидвумерной геометрии оптической ячейки, приводящей к существованию различных типов топологических дефектов на интерфейсе нематик – изотропная жидкость. Впервые обнаружено, что дефект в виде «кольца Сатурна», существующий в малых каплях, трансформируется в больших квазидвумерных каплях в два дефекта, локализованных в мениске. Антиподы существующих дефектов появляются при слиянии изотропных капель в нематической среде из-за топологических требований. Была исследована динамика их аннигиляции с существующими дефектами. Динамика сближения между двумя точечными дефектами-антиподами демонстрирует универсальную зависимость. Расстояние между ними  $r$  уменьшается со временем  $t$  по степенному закону  $r = B(t_0 - t)^{0,5}$ , где  $t_0$  – момент их аннигиляции. Скорость сближения дефектов к точке их аннигиляции уменьшается с уменьшением толщины ячейки. Процесс аннигиляции локализованных дефектов отличается от аннигиляции точечных дефектов.

Впервые исследована коллективная динамика трансформации линейной структуры из топологических дефектов на поверхности капли в результате попарной аннигиляции дефектов. Показано, что зависимость числа дефектов от времени существенно отличается от зависимости для широко исследованных ранее двумерных систем.

Обнаружена нестабильность Рэлея-Плато прослоек изотропной жидкости в нематическом жидком кристалле. Продемонстрировано, что нестабильность сопровождается образованием топологических дефектов.

Впервые показано, что переход капли изотропной жидкости в нематическую фазу может происходить через образование неодносвязных тороидальных структур. Формирование тороидальных структур происходит через образование дырки в изотропной капле в центре топологического дефекта с топологическим зарядом  $+1$ .

Впервые реализована серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики ( $\chi = +1 \rightarrow \chi = 0 \rightarrow \chi = -1 \rightarrow \chi = 0$ ). Впервые в жидком кристалле получены тороидальные структуры с Эйлеровой характеристикой  $-1$ . Впервые реализован распад тороидальных структур в жидком кристалле с образованием микрокапель и топологических дефектов на их поверхности.

### **Научная и практическая значимость**

Результаты проведенного исследования значительно расширяют существующие представления о динамике жидкого кристалла, в том числе при коалесценции жидкокристаллических и изотропных капель, образовании и аннигиляции топологических дефектов, о нестабильности Рэлея-Плато в анизотропных жидкокристаллических средах, топологических переходах в жидких кристаллах.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается публикациями в рецензируемых ведущих физических журналах России и мира, а также обсуждениями на конференциях и семинарах. Результаты диссертации не противоречат данным, полученным другими авторами.

### **Личный вклад автора**

Все экспериментальные данные, представленные в работе, были получены при непосредственном участии автора. Автор подготавливал образцы, проводил экспериментальные исследования с использованием высокоскоростной видеорегистрации и поляризованной оптической микроскопии, проводил обработку и анализ полученных данных, участвовал в формулировании цели и задач работы, а также участвовал в написании статей, подготовки тезисов и докладов для научных конференций. Исследования выполнены в Лаборатории Квантовых Кристаллов ИФТТ РАН в период с 2020 по 2026 год.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях.

1) Спириденко, Н. А. Зарождение и коалесценция изотропных капель в жидкокристаллической матрице. Роль поверхности / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, А. С. Зверев, К. Д. Бакланова, В. К. Долганов // 2-я Международная конференция "Физика конденсированных состояний" : сб. тр. (31 мая – 4 июля 2021) / Черноголовка. – 2021. – С. 14.

2) Спириденко, Н. А. Оптика структурной неустойчивости при фазовом переходе между изотропной жидкостью и жидким кристаллом / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, А. С. Зверев, К. Д. Бакланова, В. К. Долганов // Всероссийская научная конференция с международным участием "Енисейская фотоника" : сб. тр. (19 сентября – 24 сентября 2022) / Красноярск. – 2022. – С. 32.

3) Спириденко, Н. А. Взаимодействие и самоорганизация топологических дефектов в ограниченной геометрии жидкокристаллических капель / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, Е. И. Кац // Школа-конференция для молодых ученых "Самоорганизация в «мягких» средах: достижения и современное состояние" : сб. тр. (10 ноября – 11 ноября 2022) / Москва. – 2022. – С. 54.

4) Спириденко, Н. А. Топологические дефекты в жидкокристаллических пленках / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, К. Д. Бакланова // Молодежная Школа по физике конденсированного состояния "Школа ФКС-2024" : сб. тр. (11 марта – 15 марта 2024) / Лосево. – 2024. – С. 97.

5) Спириденко, Н. А. Топологические дефекты в пленках нематических жидких кристаллов / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, В. К. Долганов // Молодежная Школа по физике конденсированного состояния "Школа ФКС-2025" : сб. тр. (24 марта – 28 марта 2025) / Рощино. – 2024. – С. 93.

6) Спириденко, Н. А. Образование и аннигиляция топологических дефектов на границе изотропная жидкость – нематик, индуцированное изменением топологии капель / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, В. К. Долганов // Всероссийская научная конференция с международным участием "Жидкие кристаллы и «умные» наноматериалы" (XI Чистяковские чтения) : сб. тр. (20 мая – 21 мая 2025) / Иваново. – 2025. – С. 19.

7) Спириденко, Н. А. Образование и аннигиляция точечных и линейных топологических дефектов при фазовом переходе нематик – изотропная жидкость / Н. А. Спириденко, П. В. Долганов, В. К. Долганов // Четвёртая Международная Конференция "Физика конденсированных состояний" : сб. тр. (2 июня – 6 июня 2025) / Черноголовка. – 2025. – С. 143.

### **Публикации**

Основные результаты диссертационной работы изложены в 9 публикациях, входящих в перечень рецензируемых научных журналов, определенных ВАК:

1) Dolganov, P. V. Birth and annihilation of topological defects on the nematic–isotropic interface during droplet coalescence / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko // Liquid Crystals. – 2022. – Vol. 49, Iss. 14. – P. 1933–1941.

10.1080/02678292.2022.2076947

2) Cascade Formation of Topological Defects and Satellite Droplets in Liquid Crystals at Dynamic Capillary Instability / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov et al. // JETP Letters. – 2023. – Vol. 118, Iss. 2. – P. 130–135.

10.1134/S0021364023601938

3) Dolganov, P. V. Statics and dynamics of point boojums, line and modified Saturn ring topological defects in nematic confined geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // The European Physical Journal E. – 2023. – Vol. 46, Iss. 12. – P. 121.

10.1140/epje/s10189-023-00387-3

4) Dolganov, P. V. Dynamics of viscous droplet coalescence in the confined geometry of optical cells / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, A.S. Zverev // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 109, Iss. 1. – P. 14702.

10.1103/PhysRevE.109.014702

5) Dolganov, P. V. Ordered structures formed by nematic topological defects and their transformation with changing the Euler characteristics / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 110, Iss. 2. – P. 24703.

10.1103/PhysRevE.110.024703

6) Dolganov, P. V. Topological transformations of isotropic droplets with breakup and formation of topological defects in a confined nematic geometry / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Soft Matter*. – 2025. – Vol. 21. – P. 5720–5727

10.1039/d5sm00345h

7) Dolganov, P. V. Influence of Surface on the Development and Dynamics of Droplet Coalescence in Optical Cells at the Isotropic Liquid–Liquid Crystal Phase Transition / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2025. – Vol. 19, Iss. 1. – P. 8–13.

10.1134/S1027451025700028

8) Dolganov, P. V. Formation and annihilation of topological defects at nematic – isotropic interface induced by change of droplet topology / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Liquid Crystals and their Application*. – 2025. – Vol. 25, Iss. 3. – P. 56–65.

10.18083/LCAppl.2025.3.56

9) Birth and Annihilation of Topological Defects Induced by Coalescence of Droplets in Nematic Liquid Crystal / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, B.I. Ostrovsky, V.K. Dolganov // *Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2025. – Vol. 19, Iss. 6. – P. 1710–1716.

10.1134/S1027451025702404

Кандидатская диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения по проведенному исследованию и списка использованных источников. Объем диссертационной работы составляет 108 страниц машинописного текста, 58 рисунков. В списке литературы представлено 97 наименований.

## Глава 1. Литературный обзор

Жидкокристаллическим (мезоморфным) состоянием вещества называется промежуточное состояние между твердым кристаллом и изотропной жидкостью, в котором частично или полностью отсутствует трансляционное упорядочение молекул, но имеется ориентационное упорядочение. Молекулы жидких кристаллов(ЖК) могут иметь дисковидную и удлиненную форму. Сплюснутые молекулы дисковидной формы именуется дискотиками, молекулы, имеющие удлиненную форму, то есть вытянутые молекулы называются каламитическими или каламитиками (рис.1.1). Далее мы рассматриваем каламитические жидкие кристаллы.

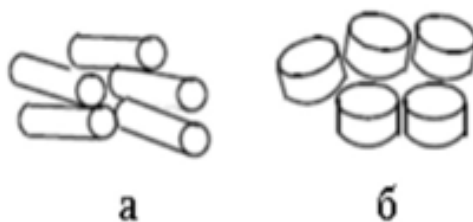


Рис.1.1 Формы молекул ЖК : а)каламитик, б)дискотик.

Помимо формы, жидкие кристаллы делятся на низкомолекулярные и полимерные. Низкомолекулярные жидкие кристаллы отличаются более высокой, по сравнению с полимерными, подвижностью молекул. Полимерные жидкие кристаллы представляют собой высокомолекулярные соединения. Низкомолекулярные жидкие кристаллы бывают двух типов: термотропные и лиотропные. Фазовые переходы в термотропных жидких кристаллах происходят при изменении температуры (рис. 1.2). Лиотропные могут образовывать мезофазу только лишь в растворе и при определенных значениях концентрации и температуры. Такие мезофазы часто возникают при растворении поверхностно-активных веществ в воде или других растворителях. Термотропные жидкие

кристаллы, в свою очередь, подразделяются на нематические или нематики, смектические или смектики, а также холестерические (холестерики).

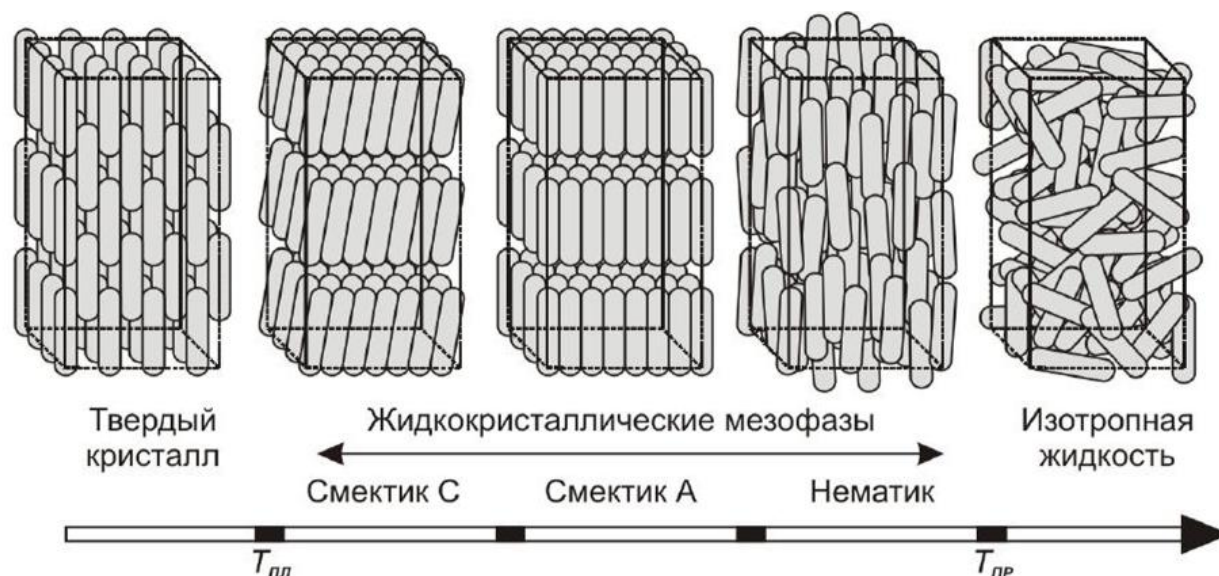


Рис1.2 Фазовые переходы в термотропных ЖК.

В жидких кристаллах, в отличие от жидкостей, молекулы ориентационно упорядочены. Направление ориентации длинных осей молекул обозначается единичным вектором, который называется  $n$ -директором. Смектики образуют слоистую структуру, длинные оси молекул ориентируются примерно параллельно друг другу, а центры масс располагаются в пределах одного слоя. Смектические жидкие кристаллы характеризуются ориентационным, а также одномерным трансляционным упорядочением. Существует несколько разновидностей смектических жидких кристаллов. В Смектике А директор ориентирован под углом 90 градусов к слоям. Что касается смектика В, то в плоскости его слоя имеется гексагональное упорядочение. Отличие смектика С заключается в том, что в слоях длинные оси молекул находятся под определенным углом к плоскости слоя.

Нематики (рис.1.3) занимают особое место в исследованиях жидких кристаллов, как вследствие фундаментального интереса к их свойствам, так и из-за их широкого использования в практических приложениях. Нематические жидкие кристаллы имеют дальний ориентационный порядок, что означает, что их

молекулы длинными осями расположены примерно параллельно друг другу, однако при этом отсутствует трансляционное упорядочение дальнего порядка в расположении центров масс молекул. По данной причине они обладают возможностью сравнительно свободно перемещаться в трех направлениях, а также поворачиваться вокруг одной оси.

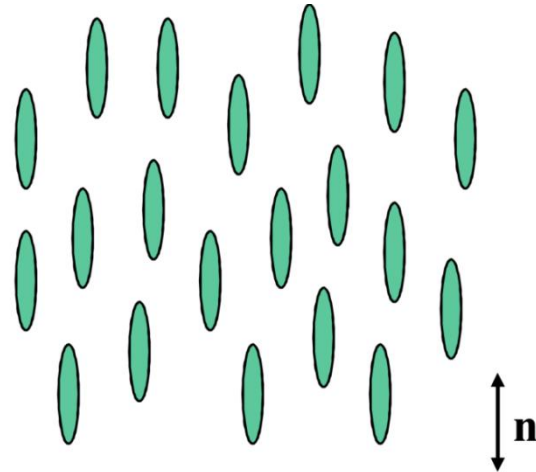


Рис.1.3 Схематическое представление нематического ЖК.

Холестерики (рис.1.4), которые именуется так ввиду того, что к ним имеют прямое отношение производные холестерина, жидкие кристаллы спиральной структуры, они имеют свойство хиральности, то есть холестерическая фаза существует у веществ, молекулы которых не обладают зеркальной симметрией.

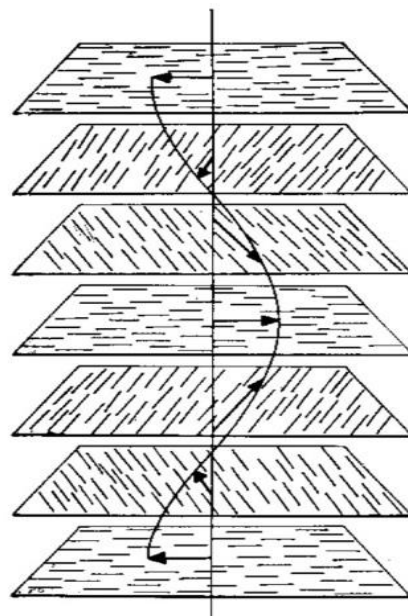


Рис.1.4 Холестерический ЖК. Схематическое представление спиральной структуры.

Далее, после краткого и обобщенного обзора основных видов жидких кристаллов, перейдем к рассмотрению топологических дефектов в нематическом жидком кристалле. Как было сказано ранее, топологический дефект – это дефект, который невозможно ликвидировать путем непрерывного изменения поля упорядочения. В нематическом жидком кристалле таким полем упорядочения служит преимущественное направление молекул – директор.

Топологические дефекты являются распространенными объектами в упорядоченных конденсированных средах [5-11]. Несмотря на существенные различия в их физической природе и среде формирования, эти дефекты демонстрируют ряд общих свойств и подчиняются универсальным закономерностям, не зависящим от специфики среды. Поэтому исследование конкретных дефектов может представлять общефизический интерес. Жидкие кристаллы (ЖК) обладают дальним ориентационным порядком и являются удобной средой для подобных исследований. В частности, это связано с возможностью использования различных методов для создания топологических дефектов, их визуализации и всесторонней характеристики. Существование топологических дефектов и их взаимодействие приводит к ряду интересных явлений, таких как образование стабильных упорядоченных структур из дефектов [12], самоорганизация коллоидных частиц в анизотропных средах [13-15]. Топологические дефекты в ЖК интересны не только сами по себе, но и как сравнительно простые модельные системы для описания различных физических явлений. Например, моделирование механизма Киббла эволюции ранней Вселенной [16-18] проводилось в экспериментах на нематических ЖК. Возможность образования различных линейных и точечных дефектов связана с симметрией нематической фазы и особенностями граничных условий на поверхности образцов. Как правило, топологические дефекты рождаются при быстром изменении температуры в области фазового перехода из симметричного состояния в состояние с ориентационным или трансляционным упорядочением, например, при переходе из изотропной в нематическую фазу.

Трансформация поля молекулярного упорядочения, сопровождающаяся изменением топологии, может приводить к формированию топологических дефектов. Подобные трансформации происходят, в частности, при слиянии (коалесценции) различных объектов, например, капель ЖК. Коалесценция является широко распространенным явлением в природе и технологических процессах, и в последние десятилетия она активно исследуется экспериментально и теоретически [19-27]. В то время как динамика изменения формы капель при коалесценции хорошо изучена [20-27] для различных сценариев (трехмерные и квазидвумерные системы), исследования динамики внутренней структуры капель в процессе коалесценции являются более сложными и проводились только в отдельных работах. Следует отметить, что подавляющее большинство исследований коалесценции проводились на каплях изотропной жидкости. Когда капли или окружающая их среда представляет собой жидкий кристалл с полем ориентационного упорядочения, структура поля директора внутри капель или вблизи их поверхности может быть весьма сложной [13,28-33], что обуславливает ряд специфических особенностей по сравнению с коалесценцией в изотропных средах. Изменение формы капли приводит к сложной динамике ориентационного поля внутри нее, включающей в ряде случаев образование и аннигиляцию топологических дефектов. Анизотропия поля директора позволяет проследить оптическими методами трансформацию внутренней структуры капли, в том числе образование и аннигиляцию топологических дефектов.

Дефекты играют важную роль в формировании новых упорядоченных структур при фазовых переходах. В частности, уникальной особенностью топологических дефектов в жидких кристаллах является их способность взаимодействовать с образованием более сложных кубических трехмерных структур (голубые фазы). Точечные дефекты в двумерном нематике характеризуют топологическим зарядом  $S$ , который может быть определен как число оборотов директора при обходе по замкнутой траектории вокруг дефекта. Аналогичную характеристику (называемую силой) можно ввести для линейных дефектов (т.н. дисклинаций) в трехмерном нематике. Упругое искажение поля

директора дефектами индуцирует дальнедействующие упругие силы притяжения между дефектами противоположного знака и силы отталкивания между дефектами того же знака. Во многих случаях дефекты рассматриваются как точечные частицы с зарядом. Из-за их взаимодействия дефекты противоположного знака могут сближаться и аннигилировать. Зависимость для расстояния между дефектами пропорционально квадратному корню от времени была предсказана теоретически [34]. Такая зависимость была обнаружена в нематических и смектических пленках, когда противоположно заряженные дефекты сближаются друг с другом и аннигилируют [35-36]

Ориентация молекул на границах с твёрдыми телами, жидкостями или воздухом широко изучалась в фундаментальных и прикладных исследованиях [37-44]. Научной основой для понимания и описания этих явлений служит топология. Одним из ключевых понятий здесь является Эйлерова характеристика системы (инвариант Эйлера – Пуанкаре), обозначаемая как  $\chi$ . Это топологический инвариант, который остаётся неизменным при непрерывной деформации объекта. Например, для сферы или любой топологически эквивалентной ей поверхности, которая может быть непрерывно деформирована в сферу,  $\chi = 2$ , а для более сложной двумерной (2D) поверхности  $\chi$  равна  $\chi = 2(1-g)$  [20,45], где  $g$  – число «ручек» в изучаемом объекте. Так, тор, который можно представить, как кружку с одной ручкой, имеет Эйлерову характеристику  $\chi = 0$ . Другая важная формула относится к случаю наличия  $n$  «дырок» (изолированных непересекающихся удаленных областей) на сфере  $\chi = 2-n$ . Эти, на первый взгляд, абстрактные математические результаты напрямую связаны с физикой. Связь устанавливает теорема Пуанкаре – Хопфа. Согласно ее утверждению, для векторного поля, определенного на замкнутой ориентированной поверхности, суммарный топологический заряд всех дефектов поля эквивалентен Эйлеровой характеристике данной поверхности. Эта теорема позволяет количественно характеризовать дефекты, включая их топологические заряды, а также отслеживать их динамику в пространстве и времени. Различные размерности

пространства могут приводить к существованию топологических дефектов с разными характеристиками. На рисунке 1.5 схематически показаны простейшие трехмерные точечные топологические дефекты в нематической фазе: радиальный и гиперболический “еж”, (верхний ряд), а также 2D дефекты с топологическими зарядами  $S = +1$  и  $S = -1$  (нижний ряд). Радиальный и гиперболический “еж” топологически эквивалентны: то есть радиальный еж может быть непрерывно преобразован в гиперболический еж [46]. Однако 2D дефекты  $S = +1$  и  $S = -1$  топологически неэквивалентны и не могут быть преобразованы друг в друга. Дефекты  $S = +1$  могут иметь, в частности, радиальную или круговую ориентацию директора вокруг центра дефекта [47]. В нематической фазе могут также существовать дефекты с полуцелым  $S$ , поскольку ориентации директора  $n$  и  $-n$  эквивалентны. 2D дефекты с единичным зарядом можно представить, как планарные сечения радиального и гиперболического “ежей”. Каждое планарное сечение радиального “ежа” (рис. 1.5, а) представляет собой радиальный 2D дефект (рис. 1.5, d). В то же время планарные сечения гиперболического “ежа” (рис. 1.5, b, c), могут приводить к радиальному дефекту  $S = +1$  (рис. 1.5, e) или гиперболическому дефекту  $S = -1$  (рис. 1.5, f) соответственно. Если гиперболический “еж” находится на поверхности (например, на границе частицы), распределение проекции директора на поверхности может соответствовать дефекту  $S = +1$  или дефекту  $S = -1$ . Топологический заряд поля нематической фазы на 2D поверхности должен согласовываться с ее Эйлеровой характеристикой.

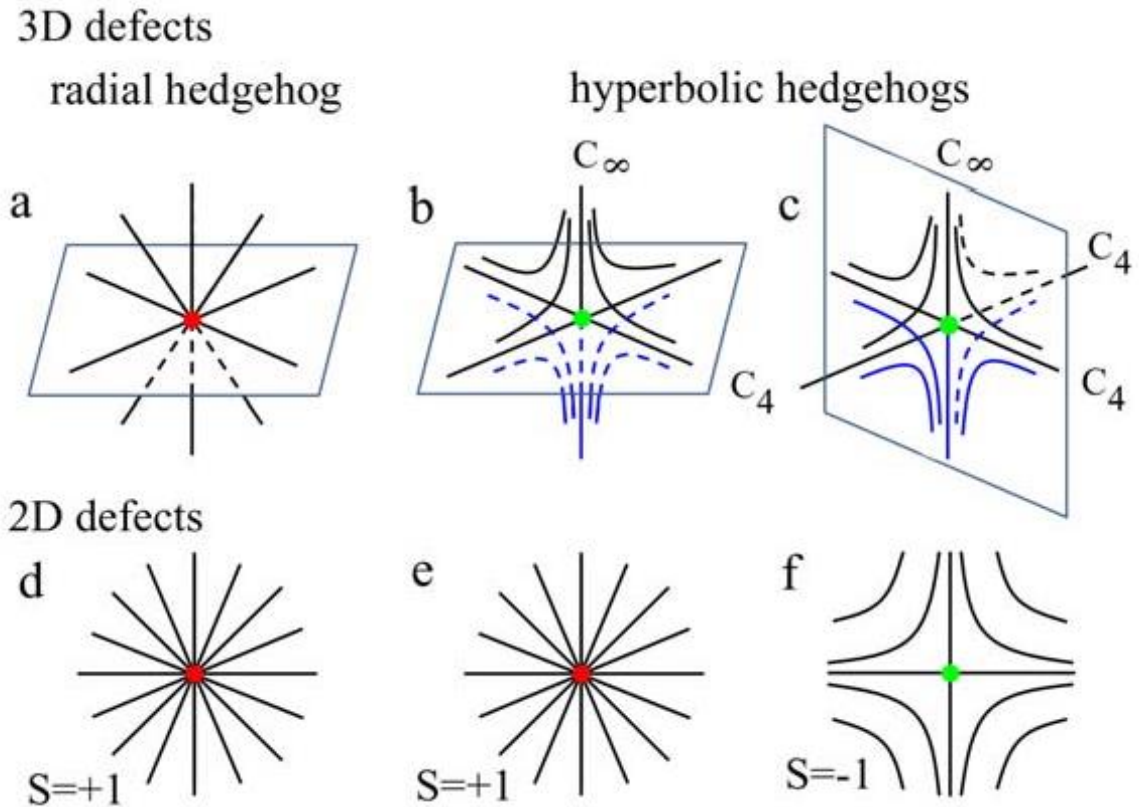


Рис.1.5 Схематическое изображение различных типов дефектов в нематической фазе. Черными линиями показано поле директора. Ядра сингулярностей показаны красным и зеленым. 3D-дефекты изображены в верхнем ряду, 2D-дефекты – в нижнем ряду. Радиальный еж и гиперболический еж изображены на рисунках (a) и (b, c), соответственно. Каждое планарное сечение радиального ежа представляет собой радиальный 2D-дефект (d). Планарные сечения гиперболического ежа представляют собой радиальные 2D-дефекты для сечения, перпендикулярного оси  $C_\infty$  (e), и гиперболический 2D-дефект для сечения, перпендикулярного оси  $C_4$  (f). [48]

Рассмотрим теперь топологические дефекты, располагающиеся на границе раздела между нематическим жидким кристаллом и твердым телом или изотропной жидкостью. Удобной системой, в которой можно наблюдать и исследовать поверхностные дефекты, являются нематические капли, находящиеся в изотропной жидкости или внутри прозрачной твердотельной матрицы (например, полимерной) или изотропные капли жидкости в окружении нематического кристалла. Очень важную роль для конфигурации директора и структуры дефектов внутри капель играют задаваемые поверхностью граничные условия для ориентации директора жидкого кристалла (т.н. поверхностная ориентация или поверхностное сцепление). Два важных часто реализующихся случая – планарные граничные условия (директор ориентируется параллельно

поверхности) и гомеотропные граничные условия (директор ориентируется перпендикулярно поверхности). Рассмотрим сначала планарные граничные условия. Согласно теореме Пуанкаре-Хопфа, если на поверхности сферической частицы задано двумерное векторное поле (в нашем случае это ориентация жидкого кристалла), на поверхности сферы должны располагаться дефекты с суммарным топологическим зарядом 2 (т.н. «теорема о причёсывании ежа» в которой говорится о невозможности выбрать на сфере касательное направление в каждой точке, которое определено во всех точках сферы и непрерывно зависит от точки). [47] Наиболее простая ситуация – это когда два дефекта с зарядом +1 каждый находятся на полюсах частицы, как показано на рисунке 1.6. Т.к. внутри капля находится жидкий кристалл, дефекты на полюсах – не просто поверхностные (двумерные) дефекты, а дефекты, связанные также с деформацией жидкого кристалла в объёме. Такие дефекты называются буджумами [49].

Если граничные условия на поверхности капли гомеотропные, могут реализовываться другие конфигурации. На рисунке 1.7 показан один из вариантов конфигурации директора внутри сферической капли с гомеотропными граничными условиями. Эта конфигурация не имеет точечных дефектов на поверхности и внутри капля. Каплю опоясывает поверхностная кольцевая дисклинация – экваториальный дефект типа «кольцо Сатурна» (синяя линия на рисунке).

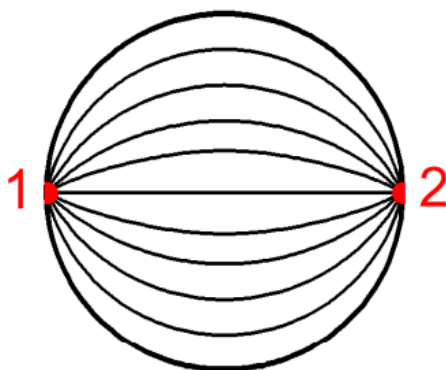


Рис.1.6 Сферическая капля, планарные граничные условия. Красными точками обозначены два дефекта на полюсах капли.

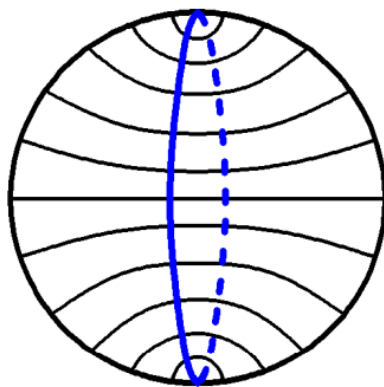


Рис.1.7. Сферическая капля, гомеотропные граничные условия.

В ряде случаев граничные условия для директора жидкого кристалла на поверхности твёрдого тела или жидкости не являются ни планарными, ни гомеотропными. Это так называемые конические граничные условия – директор ориентируется под некоторым определённым углом к поверхности, не равным ни  $0$ , ни  $90^\circ$  (рис.1.8). Для конических граничных условий теорема Пуанкаре-Хопфа также должна выполняться, поскольку директор имеет компоненту, параллельную поверхности. Помимо точечных дефектов на полюсах, в капле также присутствует кольцевая дисклинация (рис. 1.8). Аналогичные конфигурации при различных граничных условиях наблюдаются у изотропных капель в нематической среде [50].

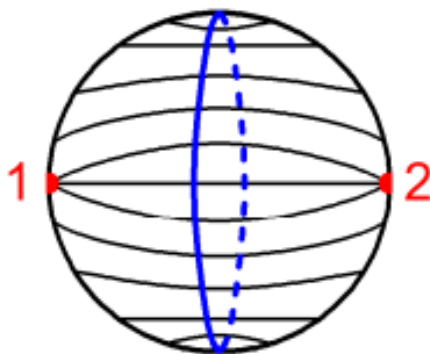


Рис.1.8 Сферическая капля с коническими граничными условиями

Как отмечалось выше топологические дефекты - представляют большой фундаментальной и прикладной интерес. Они встречаются в различных областях физики, химии, биологии и даже космологии [4-8]. Дефекты представляют собой безмассовые частицы подобные или линейные структуры, которые взаимодействуют, могут рождаться и уничтожаться парами и характеризуются топологическими инвариантами. Контроль топологических дефектов является важной научной и прикладной задачей, имеющей решающее значение для создания функциональных материалов и оптических устройств. Поведение топологических дефектов подчиняется общим законам, которые часто не зависят от структуры среды. Именно поэтому исследование конкретных топологических дефектов может быть интересным для различных областей наук. Жидкие кристаллы представляют особый интерес, поскольку топологические дефекты могут быть визуализированы в поляризованном свете и их динамика может быть исследована в масштабе времени, который легко доступен для экспериментов. По этим причинам жидкие кристаллы стали классической средой для изучения топологических переходов с рождением и аннигиляцией топологических дефектов.

## Глава 2. Экспериментальные методики и образцы

Для исследований, проведенных в диссертационной работе, использовалась жидкокристаллическая смесь E7 фирмы Synthon Chemicals, образующая нематическую фазу при комнатной температуре. Образцы имеют сравнительно широкую двухфазную область нематик – изотропная жидкость в диапазоне между 56-58°C. Использовались оптические ячейки разных толщин, и с разной обработкой внутренних поверхностей стеклянных пластин ячеек, между которых находится жидкокристаллическая смесь. На внутренние поверхности стеклянных пластин наносились покрытия, приводящие к различной ориентации молекул жидкого кристалла. Использовались как коммерческие ячейки с ориентирующим покрытием, так и ячейки, приготовленные в лаборатории. Ячейки готовились в лаборатории следующим образом: стеклянные оптические пластинки, нарезанные на необходимые размеры, вертикально вытягивались специальным прибором из раствора, который задает ориентацию молекул жидкого кристалла. Медленная скорость вытягивания (1 см пластинки за 60 минут) позволяла равномерно наносить раствор. Для планарной ориентации, то есть с направлением молекул, параллельным поверхностям ячеек, использовался раствор поливинилового спирта. Для гомеотропной ориентации, когда направление молекул выстраивается перпендикулярно поверхностям ячеек, использовался хромолан (хромстеарилхлорид). После чего пластинки отжигали при температуре 120° Цельсия 30 минут. Между двух пластинок помещали прокладку необходимой толщины и склеивали. Жидкокристаллическая смесь капиллярно вводилась в ячейку. Ячейки помещали в термостатирующее устройство Linkam LTS120, которое позволяет поддерживать температуру образца в диапазоне от -20°C до +120°C с точностью не хуже  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ . Термостатирующее устройство устанавливается на столике оптического микроскопа Olympus BX51. Образцы изучали в проходящем свете с высоким пространственным разрешением лучше 2

пикселей/мкм. Изображения регистрировали с помощью видеокамер Baumer VCXU-2C и Optronis Sprinter со скоростью до 1000 кадров в секунду. Функционал камеры Baumer позволяет менять частоту съемки во время динамических экспериментов на жидких кристаллах в реальном времени. Это дает возможность делать съемку более эффективно: например, на начальном этапе слияния капель, когда процессы проходят интенсивно - с наибольшей скоростью регистрации кадров, а на более позднем этапе релаксации к равновесной форме - менять на меньшую скорость записи.

Изотропные капли зарождались и увеличивались в размере в нематическом жидком кристалле при нагревании вблизи фазового перехода первого рода нематик – изотропная жидкость. Во время нагревания образец контролировался визуально. Когда капли достигали примерно одинакового размера, нагрев прекращался. Мы выбирали пару близко расположенных капель нужного размера без других капель поблизости. Чтобы вызвать коалесценцию капель, образец медленно нагревали со скоростью  $0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ , так капли росли и соприкасались. Таким образом мы можем получать крупные изотропные капли в нематической среде.

Для получения капель нематической фазы образец нагревали до полного перехода в изотропную фазу, а затем медленно охлаждали из изотропной фазы со скоростью  $0,05\text{--}0,2\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ . При таком подходе в образце зарождались и росли нематические капли окруженные изотропной жидкостью, а при их соприкосновении происходила коалесценция. Для анализа коалесценции выбирали пару капель необходимого размера.

Для того, чтобы визуализировать и понять структуру капель, а также типы образующихся топологических дефектов и их топологические заряды проводились исследования в поляризованном свете; использовались различные ориентации поляризаторов относительно преимущественного направления длинных осей молекул жидкого кристалла (директор) и оптический компенсатор. Синхронным вращением поляризатора и анализатора определялись знаки заряда топологических дефектов в скрещенных поляризаторах. Когда дефект вращается

в том же направлении, что и поляризатор с анализатором, то дефект имеет положительный топологический заряд.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.1.

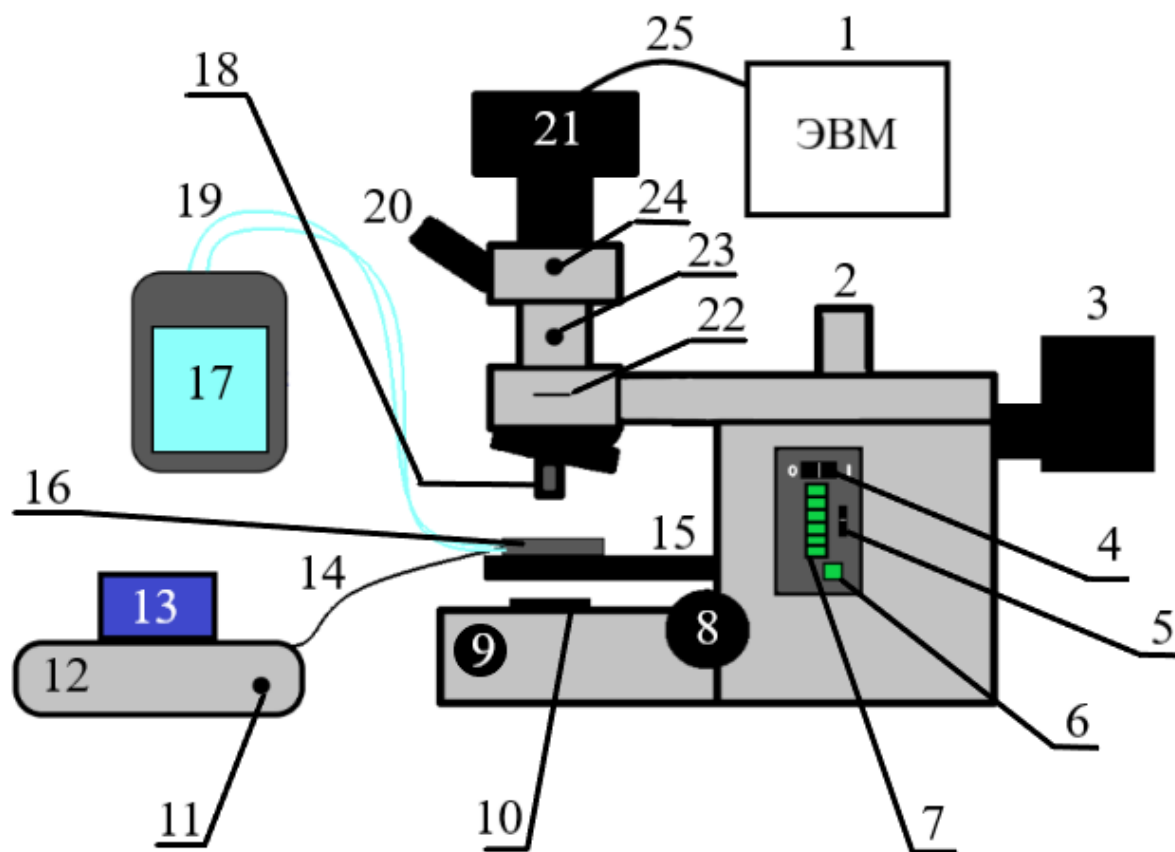


Рис.2.1 Экспериментальная установка: 1–компьютер, 2–разъём для подключения спектрометра, 3–источник света (лампа), 4–тумблер включения/выключения лампы, 5–тумблер для выбора режима работы микроскопа (на просвет или на отражение), 6–кнопка постоянного накаливания лампы, 7–индикатор мощности накаливания лампы, 8–ручка для регулировки положения столика, 9–ручка для регулировки мощности накаливания лампы, 10–оптическая система с вставленным поляризатором, 11–кнопка включения термостатирующего устройства (ТУ), 12–блок управления ТУ, 13–планшет для управления ТУ, 14–кабель ТУ, 15–столик, 16–термостатирующее устройство, 17–система охлаждения ТУ, 18–объектив микроскопа, 19–патрубки охлаждения, 20–окуляр, 21–видеокамера, 22–анализатор, 23–светоделитель на спектрометр, 24–светоделитель на камеру, 25–кабель видеокамеры.

В третьей главе на границе нематика с изотропной фазой, использовались образцы с наклонными (коническими) граничными условиями для единичного вектора преимущественной ориентации (директора) жидкого кристалла. Использовались оптические ячейки двух типов. В ячейке первого типа покрытие

способствовало ориентации длинных осей молекул в нематической фазе параллельно поверхности (планарные граничные условия).

Направления ориентации на двух противоположных поверхностях были параллельны. В ячейке этого типа в двухфазной области изотропная жидкость смачивала поверхность. В ячейке второго типа длинные оси молекул в нематической фазе были ориентированы перпендикулярно поверхности (гомеотропные граничные условия). Эксперименты проводились на образцах толщиной от 5,5 до 20 мкм. В ячейке с планарными граничными условиями нематик обладает оптической анизотропией в плоскости ячейки. В ячейке с гомеотропными граничными условиями ось жидкого кристалла ориентирована перпендикулярно плоскости ячейки; анизотропия в плоскости образца отсутствует.

Для исследований, представленных в четвертой и пятой главах, мы использовали оптические ячейки толщиной от 20 до 100 мкм с планарной и гомеотропной ориентацией  $\mathbf{n}$ -директора на поверхностях ячеек. При нагревании образца зарождаются и увеличиваются в размере капли изотропной жидкости в нематической среде. Мы наблюдали зарождение мелких капель на верхней и нижней поверхностях ячейки. По мере того, как размер капель увеличивается в плоскости образца, их границы начинают касаться верхней и нижней поверхности ячейки и капли в этих местах становятся плоскими. Если нагрев прекратить, можно наблюдать капли со статической конфигурацией дефектов. При коалесценции капель можно получить различные типы топологических дефектов, что важно при исследовании динамики дефектов и их аннигиляции.

## Глава 3. Динамика коалесценции капель в плоских ячейках

Глава посвящена исследованию различных этапов слияния капель изотропной жидкости в окружении нематического жидкого кристалла, динамике релаксации к равновесной форме и получению зависимости характерных времен от размера капель и толщины оптической ячейки с планарными и гомеотропными граничными условиями. Слияние пары капель одинакового радиуса  $R$  схематически показано на рисунке 3.1. После начала слияния между каплями образуется перешеек, который быстро растёт (рис. 3.1 (b)). На этом этапе капля, образованная двумя исходными сливающимися каплями, имеет форму гантели или восьмёрки. Скорость роста перешейка со временем уменьшается. Затем форма капли становится выпуклой, близкой к эллиптической (рис. 3.1 (c)). Впоследствии капля релаксирует, принимая круглую форму (рис. 3.1 (d)). Градиент кривизны границы в этой капле значительно меньше, чем в капле гантелевидной формы, и процесс занимает больше времени, чем переход от гантелевидной к эллиптической форме.

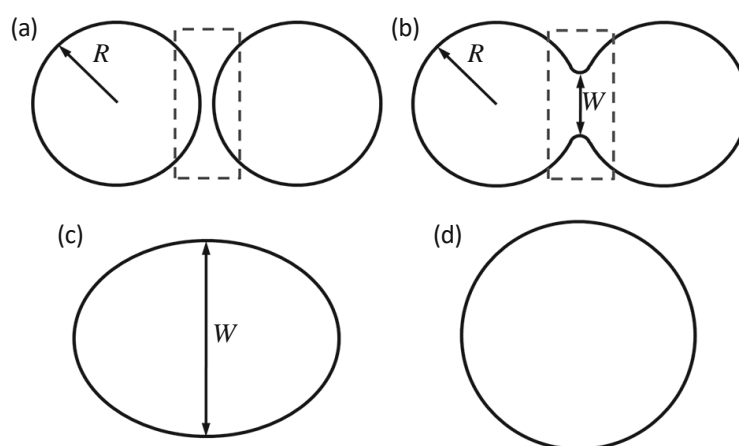


Рис. 3.1 Схематическое изображение слияния пары круглых капель: капли перед слиянием (a); гантелевидная капля на начальном этапе слияния (b); эллиптическая капля (c); конечное состояние после релаксации – круглая капля (d). Пунктирная линия показывает область перешейка между каплями.  $W$  – ширина перешейка (b), которая преобразуется в короткую ось эллиптической капли (c).

Серия фотографий, иллюстрирующих коалесценцию двух изотропных капель приблизительно одинакового размера ( $R = 21,8$  мкм и  $R = 22,5$  мкм) в гомеотропном нематическом образце представлена на рисунке 3.2. Можно выделить три различные формы капель на разных стадиях коалесценции: две почти круглые капли с небольшим перешейком между ними (b), капля типа «восьмерка» (c), (d) и эллипсоидальная капля (e), релаксирующая в круг (f). Длительность стадии релаксации более чем на порядок превышает область существования капли типа «восьмерка».

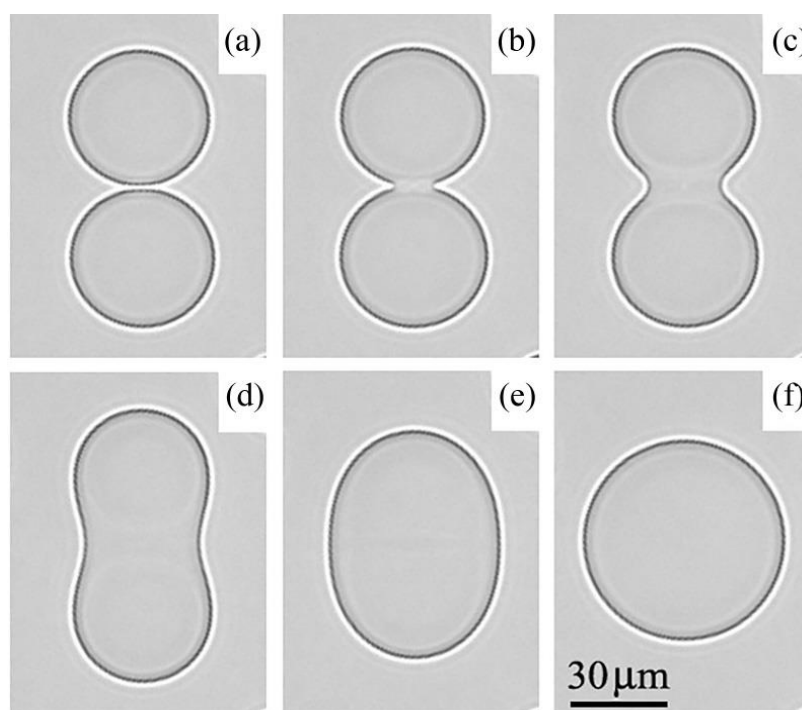


Рис. 3.2 Последовательность снимков изменения формы капли при коалесценции. Изотропные капли находятся в гомеотропном нематическом образце. Толщина ячейки 19 мкм. Радиусы капель  $R$  составляют 21,8 и 22,5 мкм. Время после начала коалесценции 0,016 с (b), 0,05 с (c), 0,34 с (d), 3 с (e) и 16 с (f). [72]

### 3.1 Ранний этап слияния капель

Начальной стадии роста перешейка между сливающимися каплями жидкости (рис. 3.1(b)) уделяется наибольшее внимание, как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях. На этой стадии нами был обнаружен ряд особенностей. Изображения области перешейка (область, отмеченная пунктирной

линией на рис. 3.1(a,b)) представлены на рисунке 3.3 для ячейки с планарными граничными условиями и на рисунке 3.4 для ячейки с гомеотропными граничными условиями. Коалесценция в ячейках одинаковой толщины, но с разными граничными условиями на начальном этапе происходит по-разному.

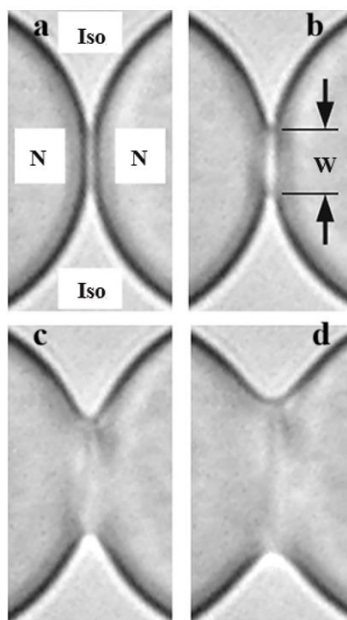


Рис. 3.3 Сечения двух нематических капель (N) в области их контакта и слияния в среде изотропной жидкости (Iso) при планарных граничных условиях: капли за 0,01 с до начала слияния (a); образование перешейка между каплями через 0,01 (b), 0,02 (c) и 0,03 с (d) после начала их слияния. Горизонтальный размер изображений 20 мкм. [59]

Перед слиянием капли соприкасаются друг с другом (рис. 3.3(a)). Затем образуется перешеек, размер которого со временем увеличивается (рис. 3.3(b–d)). В ячейке с гомеотропными граничными условиями процесс развивается иначе. До начала слияния между видимыми границами капель имеется зазор (темные контуры) (рис. 3.4(a)). После начала коалесценции происходит перемещение вещества между темными контурами (рис. 3.4(b)). Со временем темные контуры сближаются, и между ними образуется более светлая область, представляющая собой слой изотропной фазы. Ширина слоя становится неоднородной и утончается на краях (рис. 3.4(c)). Затем слой разрывается в двух местах и в центре перешейка образуются капли жидкости. В результате каскадного разрыва, помимо центральной капли, по обе стороны от нее образуются более мелкие капиллиты (рис. 3.4(d)). Дальнейшая эволюция формы капли происходит схожим образом в обоих типах ячеек.

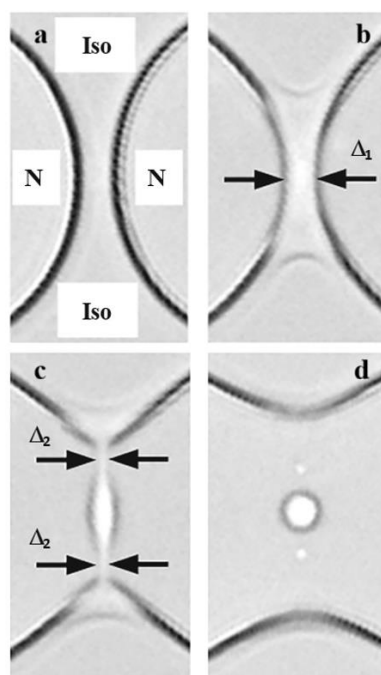


Рис. 3.4 Сечения двух нематических капель (N), окруженных изотропной жидкостью (Iso) при гомеотропных граничных условиях: капли перед слиянием, видимые границы капель находятся на значительном расстоянии друг от друга (a); капли после начала слияния, расстояние между видимыми границами капель  $\Delta_1$  остается конечным (b); образование прослойки изотропной фазы между границами капель, толщина участка изотропной фазы  $\Delta_2$  по обе стороны от центра уменьшается (c); и разрыв участка изотропной фазы с образованием центральной капли и сателлитов (d). Изображения (c) и (d) получены соответственно через 0,3 и 0,6 с после (b). Горизонтальный размер изображений составляет 32 мкм. [59]

В ячейке с гомеотропными граничными условиями обнаружена нетривиальная, ранее не наблюдавшаяся зависимость интервала  $\Delta_1$  между видимыми границами капель от времени (скачок при увеличении  $\Delta_1$  на начальном этапе коалесценции (рис. 3.5). До начала слияния капель величина зазора практически постоянна. В таком состоянии капли могут находиться длительное время. В начале коалесценции, когда процесс становится необратимым, наблюдается скачок при увеличении  $\Delta_1$ . Через 0,2с. от начала слияния значение  $\Delta_1$  достигает максимума и начинает уменьшаться. Между границами капель образуется узкий слой изотропной фазы. Его ширина начинает уменьшаться на краях и увеличиваться в центре (рис. 3.4(c)). Повторное увеличение  $\Delta_1$  на рисунке 3.5 при  $t - t_0 > -0,25$ с. соответствует образованию утолщения в центре (момент  $t = t_0$  соответствует разрыву изотропного фазового слоя).

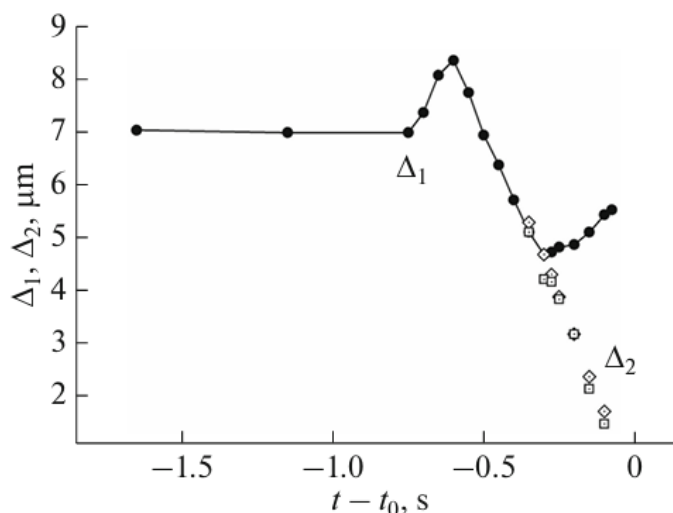


Рис. 3.5 Зависимость зазора между видимыми границами капли  $\Delta_1$  в ячейке с гомеотропными граничными условиями от времени (закрашенные символы). Момент  $t = t_0$  соответствует разрыву изотропной фазовой прослойки. Пустые символы обозначают ширину прослойки в наиболее тонких областях по обе стороны от центра  $\Delta_2$  (рис. 3.5(с)). Скорость уменьшения ширины перед разрывом составляет  $\sim 15$  мкм/с. Увеличение  $\Delta_1$  при  $t - t_0 > -0,25$  с связано с образованием центральной капли. [59]

Пустые символы на рисунке 3.5 показывают зависимость ширины прослойки  $\Delta_2$  по обе стороны от центра (рис. 3.4(с)). Ширина  $\Delta_2$  уменьшается приблизительно линейно со временем, что согласуется с теорией, описывающей неустойчивость и разрыв струй вязкой жидкости [51], с экспериментальными данными по неустойчивости вязких жидких перемычек [52] и эволюции слоя между крупными каплями жидкости [53]. Различия, наблюдаемые на ранней стадии слияния в ячейках с разными граничными условиями, можно объяснить ориентирующим влиянием поверхности, которое может приводить к разному смачиванию. Можно предположить, что нетривиальное поведение на начальном этапе слияния в ячейке с гомеотропными граничными условиями (рис. 3.4, 3.5) связано с тем, что капли имеют мениск, смачивающий поверхность ячейки. Слияние начинается с того, что мениски капель соединяются, при этом видимые границы капель находятся на заметном расстоянии друг от друга. Соединение менисков приводит к образованию нематического слоя, перетеканию в него вещества капли и увеличению расстояния между видимыми границами капель на первом этапе (рис. 3.5).

Далее будут представлены результаты по динамике полученные на всех трех стадиях коалесценции капле изотропной жидкости в окружении нематического жидкого кристалла в оптических ячейках с гомеотропными граничными условиями в одном и том же событии слияния. Основным параметром, характеризующим динамику капле на разных стадиях их слияния, является ширина перешейка между каплями  $W$  (рис. 3.1(b)), которая преобразуется в короткую ось эллиптической капли (рис. 3.1(c)). На рисунке 3.6(a) показана временная зависимость ширины перешейка  $W(t)$  для капле с различными начальными радиусами  $R$  около 22,5, 14,6 и 13,4 мкм в ячейке с зазором  $h = 5,5$  мкм.

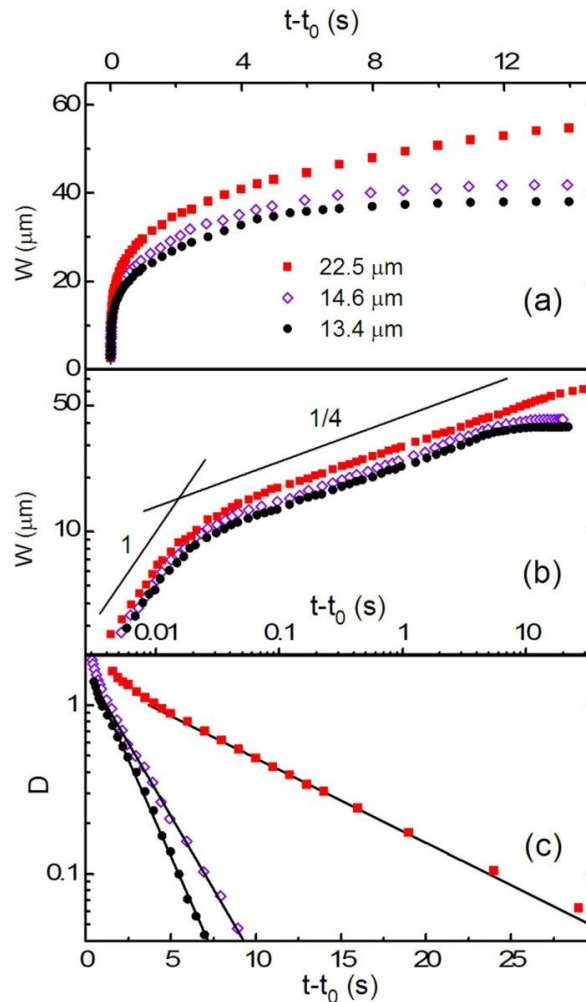


Рис. 3.6 Ширина мостика между каплями  $W$  в зависимости от времени при коалесценции изотропных капле (a). (b) Представление экспериментальной зависимости  $W$  от времени в логарифмическом масштабе. (c) Представление в логарифмическом масштабе коэффициента анизотропии  $D = (L/W - 1)$  при релаксации капли к круглой форме, где  $L(t)$  и  $W(t)$  обозначают большую и малую оси эллипса. Радиусы исходных капле  $R_1 \approx 22,5$  мкм,  $R_2 \approx 14,6$  мкм и  $R_3 \approx 13,4$  мкм. Толщина ячейки  $h = 5,5$  мкм. [72]

Скорость расширения перешейка уменьшается со временем. Такое поведение коррелирует с интуитивным рассмотрением. Сначала основное движение происходит в небольшой области вблизи точки контакта, а на конечном этапе материал всей капли релаксирует к круговой форме, что уменьшает скорость потока. Изменение геометрических характеристик со временем при коалесценции следует степенному закону  $t^\beta$ . Для более четкого понимания механизма коалесценции на рисунке 3.6(b) представлена зависимость  $W(t)$  в двойном логарифмическом масштабе. В таком представлении мы можем проверить существование режимов коалесценции со степенными зависимостями  $W(t)$  от времени  $W(t) = A(t - t_0)^\beta$ . Отчетливо видны (рис. 3.6(b)) две почти линейные зависимости в двойном логарифмическом масштабе с кроссовером между ними. На начальной стадии слияния  $\beta \approx 1$ , позже наблюдался более медленный режим. В ячейке 5,5 мкм наклон на средней стадии оказался равной  $\beta \approx 1/4$  [рис. 3.6(b)]. Подобная зависимость наблюдалась в обратном процессе при коалесценции нематических капель в изотропной среде в тонких ячейках [54]. Качественно похожее поведение на начальной и средней стадиях коалесценции наблюдалось в толстой ячейке,  $h = 19$  мкм (рис. 3.7 (a,b)). Были обнаружены два режима со степенной зависимостью  $W$  от времени. Однако на средней стадии коалесценции в толстой ячейке показатель степени  $\beta \approx 1/5$ .

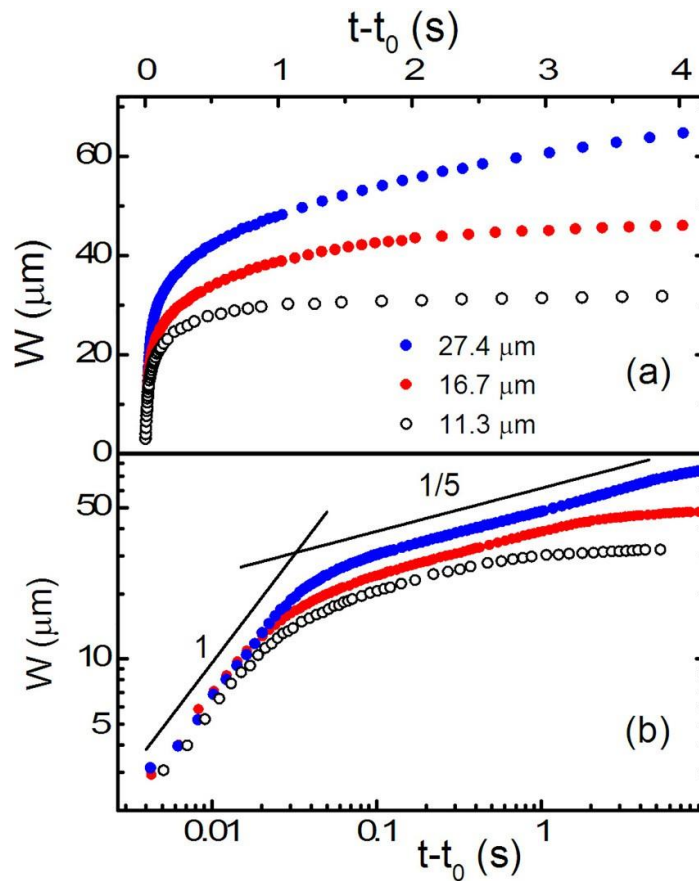


Рис. 3.7 Линейное (a) и двойное логарифмическое (b) представление экспериментальной зависимости  $W$  от времени в толстой ячейке с  $h = 19$  мкм. Радиусы начальных капель  $R$  составляют около 27,4, 16,7 и 11,3 мкм. [72]

На начальной стадии поверхность ячеек и течение Пуазейля не играют существенной роли в динамике коалесценции, и ситуация аналогична коалесценции свободных капель. Для вязкой капли на раннем этапе, согласно теории [55,56], масштабированная ширина перешейка  $W/2R$  пропорциональна нормированному времени  $W/2R = A_1 t/\tau$ , где  $\tau = \mu R/\gamma$ ,  $A_1$  – безразмерная константа порядка единицы,  $\gamma$  – поверхностная энергия интерфейса между каплями и окружающей средой, а  $\mu$  – динамическая вязкость жидкости. В нашем случае, когда вязкости капли и окружающей среды близки, можно рассматривать  $\mu$  как сумму вязкостей капли  $\mu_1$  и окружающей среды  $\mu_2$  (изотропная жидкость и нематик). Таким образом, скорость роста ширины перешейка пропорциональна капиллярной скорости  $V_C = \gamma/\mu$ . Скорость роста перешейка для капель разных размеров близка и составляет около  $6 \times 10^2$  мкм/с, что согласуется с  $\gamma$  и  $\mu$ , определенными из других экспериментов [57].

На рис. 3.8(a) приведены экспериментальные данные для  $W$  нормированные на  $2R$  для слияния каплей изотропной жидкости в ячейках разных толщин. Время нормировано на характерное время  $\tau$ , выбранное таким образом, чтобы данные на коротких временах ложились на одну прямую (рис. 3.8(a)). На начальной стадии коалесценции размер перешейка линейно увеличивается со временем. Линейная зависимость  $W(t)$  для каплей радиусом  $R \geq h$  (толщина ячейки) наблюдается до значения  $W$  чуть меньше 20 мкм. Далее наблюдается переход к более медленной зависимости.

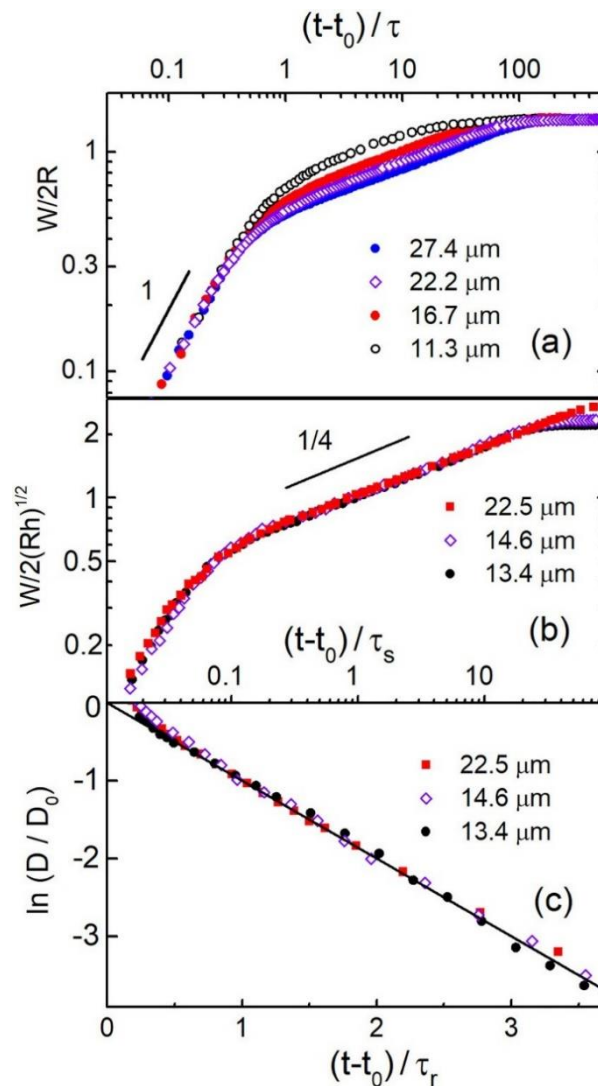


Рис.3.8 Нормированные экспериментальные данные, демонстрирующие три последовательных этапа слияния. (a) Экспериментальная зависимость нормированной ширины мостика  $W/2R$  от нормированного времени  $(t - t_0)/\tau$  для каплей разных размеров, демонстрирующая линейную зависимость на начальном этапе коалесценции. Толщина ячейки  $h = 19$  мкм. (b) Зависимость  $W/2\sqrt{Rh}$  от  $(t-t_0)/\tau_s$ . Толщина ячейки  $h = 5,5$  мкм. (c) Зависимость масштабированного коэффициента анизотропии  $D/D_0$  от  $(t-t_0)/\tau_r$ , для позднего этапа коалесценции. Сплошная линия — зависимость  $\ln(D/D_0) = -(t-t_0)/\tau_r$ .  $h = 5,5$  мкм. Коэффициент анизотропии  $D(t) = (L/W-1)$ , где  $L(t)$  и  $W(t)$  обозначают большую и малую оси эллипса. [72]

Полученные в результате характерные времена для начального этапа показаны кружками на рисунке 3.9(a). Темные кружки для толщины ячеек 5,5 мкм; полые кружки для толщины ячеек 19 мкм. На начальной стадии слияния характерное время  $\tau$  линейно зависит от  $R$  и практически не зависит от толщины ячеек в пределах экспериментальной погрешности.

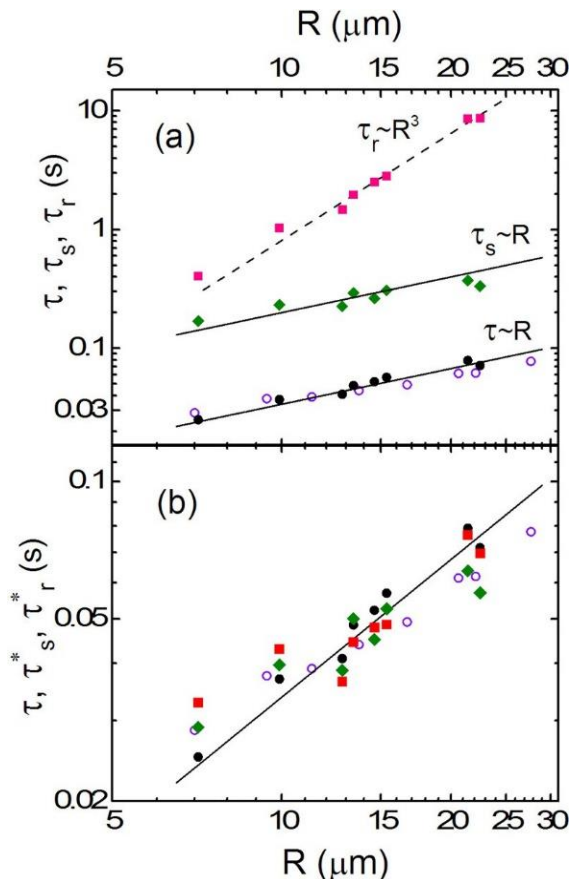


Рис. 3.9 (а) Характерные времена для различных стадий коалесценции изотропных капель в ячейках разных толщин. Кружки, ромбы и квадраты характерные времена ( $\tau$ ,  $\tau_s$  и  $\tau_r$ ) для ранней, средней и конечной стадий коалесценции. Сплошные символы:  $h = 5,5$  мкм; полые символы:  $h = 19$  мкм. Характерные времена ранней стадии  $\tau$  близки в тонких и толстых образцах. Характерные времена для поздних стадий приведены для тонкой ячейки ( $h = 5,5$  мкм). Сплошные линии имеют наклон 1, пунктирная линия соответствует зависимости  $R^3$ . (б) Характерные времена на начальной стадии  $\tau$  (кружки), масштабированные времена для средней стадии  $\tau_s^*$  и поздней стадии  $\tau_r^*$ , нормированные к  $R\mu/\gamma$  для ячейки 5,5 мкм (ромбы и квадраты). [72]

### 3.2 Средний этап слияния капель

Переход к среднему этапу слияния капель связан с ограниченной геометрией, когда доминирует диссипация, связанная с течением Пуазейля. Градиент скорости возникает из-за течения Пуазейля между поверхностями ячеек. Таким образом, диссипация, связанная с градиентом скорости вдоль перешейка (первая стадия), при переходе сменяется диссипацией, связанной с градиентом, перпендикулярным перешейку (более поздняя стадия). На среднем этапе скорость изменения поверхностной энергии оценивается как  $\gamma d(Wh)/dt$  и диссипация Пуазейля  $\mu(V/h)^2 2Whr$  в объеме  $2Whr$ , где  $V \approx dW/dt$  и  $2r \approx (W/2)^2/R$  (рис. 3.2). Это рассмотрение дает  $W \propto (\gamma R h^2 t / \mu)^{1/4}$  или масштабирование  $W/2\sqrt{Rh} = \left(\frac{t}{\tau_s}\right)^{1/4}$  где  $\tau_s = (\mu/\gamma)R$ . Эта степенная зависимость коррелирует с нашими данными для тонких ячеек.

В ячейках малой толщины ( $h=5,5$  мкм) на среднем этапе наблюдается зависимость ширины перешейка от времени, представляющая собой степенную функцию  $W(t) \sim (t - t_0)^\beta$  с показателем  $\beta = 1/4$ . Для сопоставления динамики слияния капель разного размера мы масштабировали экспериментальные данные для ячейки 5,5 мкм. Проводя масштабирование аналогично работе [56], в которой зависимость со степенью  $1/4$  наблюдалась для слияния капли с прямой границей, мы получили универсальную зависимость нормированной ширины перешейка  $W/2\sqrt{Rh}$  от времени, нормированного на характерное время  $\tau_s$  (рис. 3.8(b)). Начальное время  $t_0$  было близко к значению, определенному по линейной зависимости на начальном этапе. Для данных на рисунке 3.8(b) универсальная зависимость с показателем  $\beta = 1/4$  наблюдается на протяжении двух декад безразмерного времени  $(t - t_0)/\tau_s$ . Характерные времена  $\tau_s$  для ячейки толщиной 5,5 мкм показаны ромбами на рисунке 3.9(a). Зависимость  $\tau_s$  от  $R$  линейная, что согласуется с теорией [7]. Зависимость та же, что и для времен ранней стадии  $\tau$ , но значения  $\tau_s$  примерно в шесть раз больше (рис. 3.9(a)). На рисунке 3.10(a) сравнивается коалесценция капель примерно одинакового размера ( $R = 22,2$  мкм и

$R = 22,5$  мкм) в ячейках разной толщины. Полученные данные показаны синими не закрашенными кружками для ячейки толщиной 19 мкм и красными закрашенными квадратами для ячейки 5 мкм.

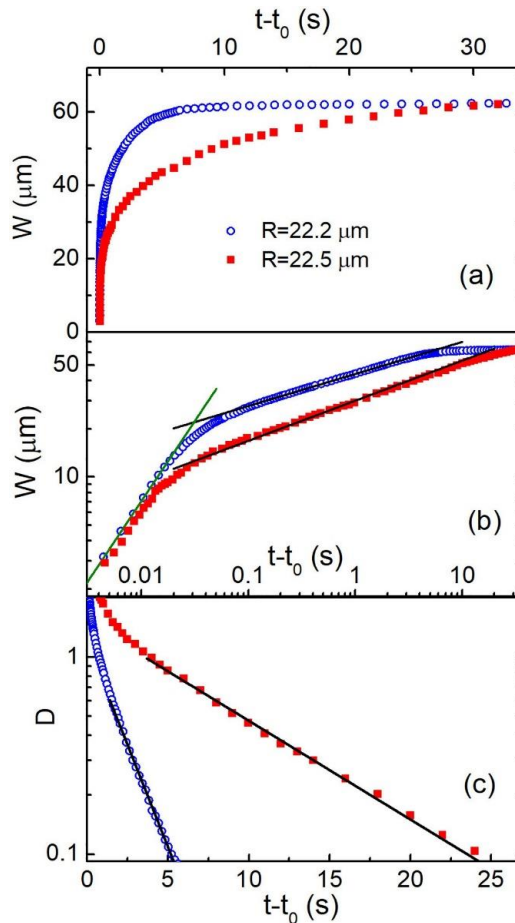


Рис. 3.10 Изменение ширины перешейка  $W$  во времени для капель изотропной жидкости с приблизительно одинаковым радиусом, но разной толщиной ячеек. (a), (b) Зависимость  $W$  от времени в линейном и двойном логарифмическом масштабе, наклон на среднем этапе соответствует показателю степени  $1/4$  (красные квадраты) и  $1/5$  (кружки синего цвета); (c) коэффициент анизотропии в логарифмическом масштабе  $D = (L/W - 1)$ . Сплошные линии на (c) представляют собой экспоненциальные функции. [72]

В первом режиме в начале коалесценции наблюдается линейный характер роста перешейка с примерно одинаковой скоростью. Длительность линейного режима больше в толстой ячейке. Переход от первого ко второму режиму в толстой ячейке происходит при большем значении  $W$ . После первого кроссовера скорость роста перешейка уменьшается. Можно отметить, что наклон логарифмической зависимости после первого кроссовера несколько меньше в толстой ячейке, чем в тонкой (рис. 3.10(b)). После второго кроссовера капля экспоненциально релаксирует к своей равновесной круглой форме (рис. 3.10(c)).

Момент второго кроссовера также зависит от толщины ячейки. В отличие от первого кроссовера, в более толстой ячейке он происходит раньше. Наклон зависимости  $\ln D$  от времени больше в более толстой ячейке. Итак, толстые квазидвумерные капли быстрее переходят в равновесную форму, чем тонкие. В то же время, в ячейке той же толщины (рис. 3.6 или рис. 3.10) мелкие капли быстрее релаксируют к равновесной форме. Оба эти эффекта обусловлены поверхностным сопротивлением (уменьшением скорости потока вблизи поверхности).

Таким образом, для толстых ячеек зависимость ширины перешейка от времени описывается степенной функцией с показателем степени  $1/5$ . В случае тонких ячеек показатель степени другой ( $1/4$  вместо  $1/5$  (рис. 3.10(b))). Степенная зависимость с показателем  $\beta = 1/5$  ранее не наблюдалась, и ее происхождение неясно. Причина может заключаться в том, что отношение  $R/h$  мало в случае толстой ячейки размером 19 мкм.

### 3.3 Конечный этап слияния капель

На конечной стадии слияния функциональная зависимость  $W(t)$  из рисунка 3.6(b) не ясна. Форма капли на этой стадии близка к эллипсоидальной. Отклонение эллипса от круглой формы можно описать анизотропией формы  $D(t) = [L(t)/W(t) - 1]$ , где  $L(t)/W(t)$  — отношение сторон, а  $L(t)$  и  $W(t)$  обозначают большую и малую оси эллипса. Зависимость  $D(t)$  в логарифмическом масштабе представлена на рисунке 3.8(c). Видно, что  $\ln D(t)$  линейно уменьшается со временем, что указывает на экспоненциальную релаксацию к круглой форме на поздней стадии коалесценции (рис. 3.8(c)).

В теоретических работах рассматривались различные начальные формы коалесцирующей капли. В теории Хоппера [58] граница капли представляет собой кривую четвертой степени, также называемой эллиптической лемнискатой Бута, на конечном этапе ее форма близка к эллипсу. В нашем эксперименте на конечной стадии коалесценции капля эллиптическая (рис. 3.2(e,f)). В теории двумерной

коалесценции [58] релаксация капли к круглой форме на заключительном этапе экспоненциальная с характерным временем  $\tau = \mu R/\gamma$ . В нашем случае в плоских ячейках на динамику релаксации капли влияет течение Пуазейля. Это не меняет функциональную (экспоненциальную) зависимость релаксации на заключительном этапе, но существенно увеличивает время релаксации. Используя теорию [57], время релаксации в нашем случае можно записать следующим образом:

$$\tau_r = BR^3(\mu_1 + \mu_2)/h^2\gamma, \quad (1)$$

где  $B$  — безразмерная константа  $B \approx 2^{3/2}/0,38$ ,  $\mu_1$  — вязкость материала капли и  $\mu_2$  — вязкость окружающей среды (изотропная жидкость и нематик). На рисунке 3.8(с) показана экспоненциальная зависимость релаксации на конечной стадии коалесценции. Время масштабировано по  $\tau_r$ . Коэффициент анизотропии  $D(t) = (L/W-1)$ , где  $L(t)$  и  $W(t)$  обозначают большую и малую оси эллипса, масштабирован по подходящему значению  $D_0$  так, чтобы данные на поздней стадии коллапса лежали на той же кривой  $\ln(D/D_0) = -t/\tau_r$ . Времена релаксации  $\tau_r$ , определенные из экспоненциальной зависимости на конечной стадии коалесценции, показаны квадратами на рисунке 3.9(а).

Значения  $\tau_r$  приблизительно пропорциональны  $R^3$  в соответствии с (1). Мы можем сравнить динамику стадии релаксации с характерным временем на ранней стадии коалесценции капель, когда  $\tau$  увеличивается пропорционально  $R$ . Основываясь на теоретическом выражении (1), можно масштабировать значения  $\tau_r$ , найденные из эксперимента, умножая их на  $h^2/BR^2$ , чтобы выражение для характерного времени совпадало с выражением  $\tau = \mu R/\gamma$ . Пересчитанные времена релаксации  $\tau_r^*$  показаны на рисунке 3.9(б) красными квадратами. Примечательно, что пересчитанные значения попадают в тот же диапазон, что и времена для начальной стадии.

На конечном этапе слияния квазидвумерные капли в толстых ячейках быстрее переходят в равновесную форму, чем в тонких ячейках (рис. 3.10(с)). В то же время, в ячейке одной и той же толщины мелкие капли быстрее релаксируют к

равновесной форме. Оба эти эффекта обусловлены уменьшением скорости потока вблизи поверхности ячеек. Для каплей нематического жидкого кристалла и для ячеек с планарными граничными условиями зависимости  $\tau(R)$  получаются аналогичными [59].

В наших экспериментах капли приводились в контакт для коалесценции путем медленного нагрева образца, в результате чего радиус капли постепенно увеличивался. Скорость нагрева обычно составляла  $0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$ . Может возникнуть вопрос, связаны ли некоторые из наблюдаемых эффектов с нагревом. Мы провели ряд измерений с различными скоростями нагрева ( $0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$  и  $0,2^\circ\text{C}/\text{мин}$ ) в тонких и толстых ячейках, а также на каплях близких размеров (рис. 3.11).

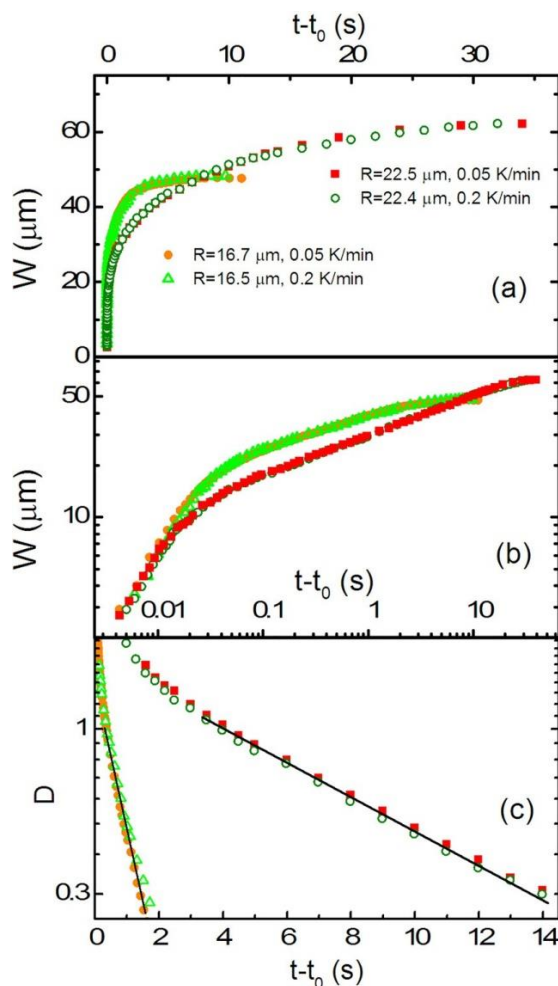


Рис. 3.11 Ширина перешейка  $W$  от времени (a), (b) и анизотропия  $D = (L/W - 1)$  на (c) зависят от радиуса капли  $R$  и толщины ячейки  $h$ , но не зависят от скорости нагрева ( $0,05^\circ\text{C}/\text{мин}$ , закрашенные символы и  $0,2^\circ\text{C}/\text{мин}$ , незакрашенные символы). Красные закрашенные квадраты, зеленые незакрашенные круги:  $h = 5,5$  мкм. Оранжевые закрашенные круги, зеленые незакрашенные треугольники:  $h = 19$  мкм. [72]

Видно, что поведение на всех трёх стадиях коалесценции идентично, а переходы между режимами происходят в одно и то же время. При относительно небольших скоростях нагревание инициирует коалесценцию капель, но не влияет на её процесс.

Таким образом, была установлена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии капель для разных размеров капель и толщины ячеек. На начальном этапе слияния скорость расширения перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. В середине и в конце процесса коалесценции динамика определяется потоком Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена  $\tau$  на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния, можно представить в виде универсальной зависимости от размера капель. Скорость релаксации на заключительном этапе слияния возрастает с увеличением толщины ячеек.

## Глава 4. Топологические дефекты в тонких слоях нематика

### 4.1 Упорядоченные одномерные структуры топологических дефектов

В этом разделе приведены результаты исследования полученных нами и впервые изученных упорядоченных одномерных структур из топологических дефектов. Впервые получены большие массивы топологических дефектов в виде одномерных кольцевых цепочек с чередующимися противоположными топологическими зарядами («ожерелье» из дефектов), изучена их структура и коллективная динамика.

Использовались ячейки с гомеотропными граничными условиями. Сначала получали большие изотропные капли диаметром в несколько сотен микрон в нематической среде путем нагрева образца с жидким кристаллом (рис. 4.1(а)). Размер капель много больше толщины ячейки ( $D \gg h$ ). Такие капли касаются обеих поверхностей ячейки (верхней и нижней). После приготовления капли нагрев прекращали, и образец медленно охлаждали со скоростью  $0,1-0,2^\circ\text{C}/\text{мин}$ . При охлаждении примерно до  $57^\circ\text{C}$  между границей ячейки и поверхностью изотропной капли образовывалась тонкая круговая полоска нематической фазы. Поскольку в жидкокристаллических бифенилах и в смеси E7 нематический п-директор ориентируется наклонно относительно границы раздела нематик – изотропная жидкость с азимутальным вырождением [50,60] и ориентируется перпендикулярно границе ячейки с гомеотропным сцеплением (гибридно-ориентированный жидкий кристалл), в нематической полосе могут появляться топологические дефекты. Такие дефекты образуют круговую цепочку.

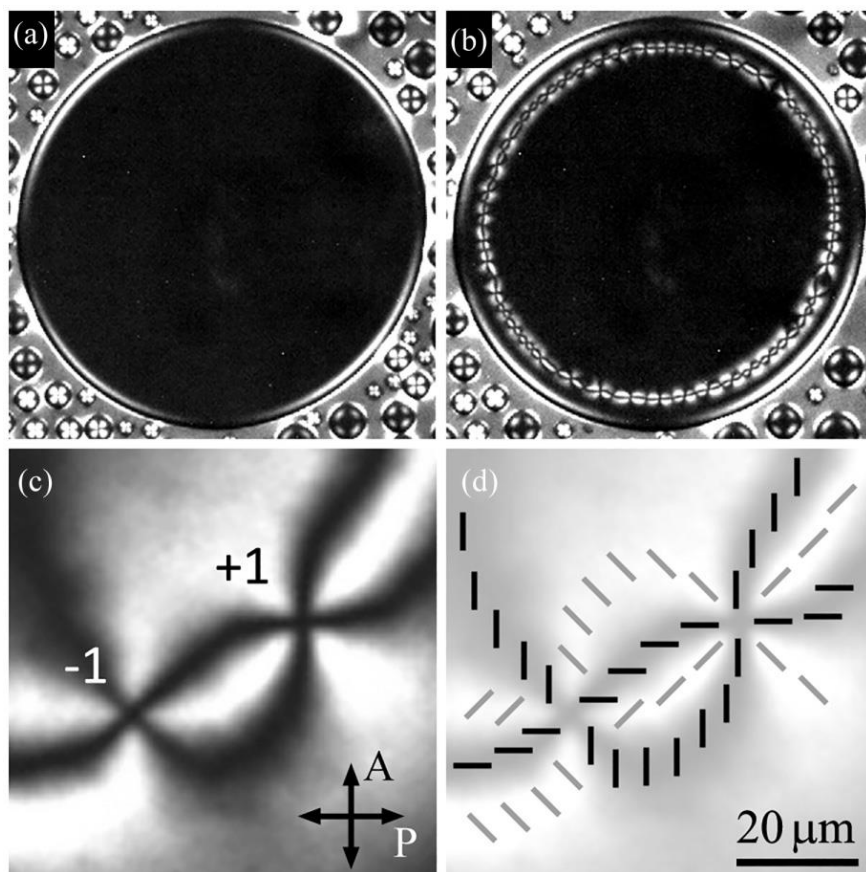


Рис. 4.1 (а) Большая изотропная капля (черная область в скрещенных поляризаторах) в нематической среде. В нематической пленке также присутствуют малые изотропные капли. (b) Круговая цепочка топологических дефектов, появившаяся в ограниченной геометрии изотропной капли. (с) Два топологических дефекта противоположных знаков ( $s = +1$  и  $s = -1$ ) из цепочки. Проекция директора  $n$  на границу раздела нематик-изотропная фаза образует упорядоченное поле на границе раздела. Это поле показано на (d). Показана ориентация скрещенных поляризатора (P) с анализатором (A). Масштабная линейка указана для кадров (с) и (d). Горизонтальный размер кадров (а) и (б) составляет 850 мкм. [71]

Типичные примеры цепочек из дефектов показаны на рисунках 4.1(b) и 4.2(a). На рисунке 4.1 (с) показаны два соседних топологических дефекта в большом масштабе. Проекцию директора  $n$  на границу раздела нематик – изотропная жидкость можно рассматривать как двумерное поле директора. Начнем с описания статической структуры и динамического преобразования цепочек (рис. 4.1(b) и 4.2(a)). При наблюдении в скрещенных поляризаторах от каждого дефекта отходят четыре темных и четыре светлых луча. Это означает, что модуль топологического заряда каждого дефекта  $|s_j| = 1$ . Типы топологических дефектов и их топологические заряды были определены с использованием поляризаторов и компенсатора Берека.

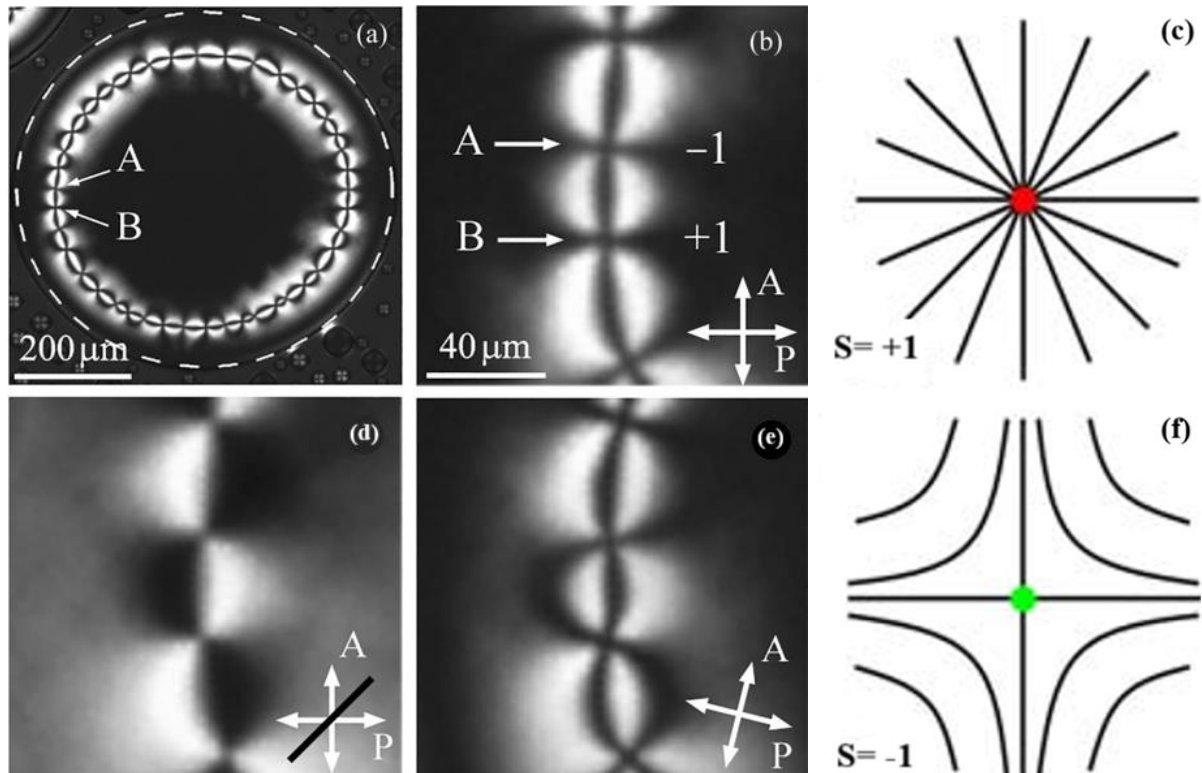


Рис. 4.2 (а) Круговая цепочка («ожерелье» из топологических дефектов), образованная в круговой нематической полосе на периферии изотропной капли. Граница капли обозначена тонкой пунктирной линией. Область с двумя дефектами, обозначенными А и В на рисунке (а) показана в увеличенном масштабе с различной ориентацией поляризаторов (b,e), и с компенсатором Берека (d). (b) Скрещенные поляризаторы ориентированы параллельно и перпендикулярно сегменту цепочки. (d) Вид с компенсатором Берека (медленная ось компенсатора показана темной линией). (e) Поляризатор и анализатор повернуты на  $15^\circ$  по часовой стрелке относительно (b). Лучи дефекта В повёрнуты в том же направлении (по часовой стрелке), лучи дефекта А в противоположном направлении (против часовой стрелки). Тип дефекта (+1, -1) показан на рисунке (b). Схематическое изображение радиального дефекта +1 (c) и гиперболического дефекта -1 (f). [71]

Часть цепочки показана на рисунке 4.2(b,d) в большом масштабе. При наблюдении образца между вертикальными и горизонтальными скрещенными поляризаторами соседние дефекты, обозначенные А и В, выглядят одинаково (рис. 4.2(b)); темные лучи в этих дефектах ориентированы почти вертикально и горизонтально. Знак топологического заряда определяется вращением поляризаторов. На рисунке 4.2(e) показано, как выглядит та же область, когда поляризатор Р и анализатор А повернуты по часовой стрелке на  $15^\circ$  относительно рисунка 4.2(b). Реакция вида дефектов А и В на вращение поляризаторов различна. Лучи дефекта А вращаются в противоположном направлении относительно поляризаторов (против часовой стрелки), а лучи дефекта В

вращаются в том же направлении, что и поляризаторы (по часовой стрелке). Это указывает на то, что топологический заряд дефекта А равен  $-1$ , а заряд дефекта В равен  $+1$  [61]. В цепочках топологический заряд соседних дефектов оказывается противоположным. Таким образом, цепочка состоит из чередующихся дефектов  $+1$  и  $-1$ .

Число топологических дефектов  $N$  в замкнутой цепочке четное (например, в цепочке на рис. 4.2(a),  $N = 42$ ), а суммарный топологический заряд цепочки равен нулю. Существуют два типа топологических дефектов  $+1$  с радиальной и круговой ориентацией директора вокруг центра дефекта [13]. Распределение директора вокруг дефектов  $+1$  можно найти из наблюдений с компенсатором Берека (рис. 4.2(d)). Когда компенсатор Берека вставлен под углом  $45^\circ$  по отношению к поляризаторам, вид дефектов А и В различается: положения темных и светлых областей вокруг дефектов А и В противоположны рис. 4.2(d). Картина вокруг дефекта В на рисунке 4.2(d) демонстрирует, что директор имеет радиальную ориентацию (рис. 4.2(c)) [62]. Распределение директора вокруг дефекта  $-1$  показано на рисунке 4.2(f). На рисунке 4.1(d) схематически показана ориентация поля директора вблизи двух дефектов в цепочке.

Особенности формирования цепочки из дефектов связаны с топологией системы. Эйлерова характеристика круговой прослойки  $\chi = 0$ . Следовательно, согласно теореме Пуанкаре-Хопфа, сумма топологических зарядов дефектов  $S$  должна быть равна нулю ( $S = 0$ ). Полученные цепочки в серии разных экспериментов, имеют повторяющиеся особенности. Выяснено, что число топологических дефектов в замкнутых цепочках с различным общим числом дефектов и различным размером цепочки было четным. Было обнаружено, что в замкнутых цепочках (рис. 4.2 и 4.3), в которых удалось определить знак топологических дефектов, число топологических дефектов с зарядом  $s = +1$  равно числу дефектов  $s = -1$ . Дефекты с противоположными зарядами чередуются, поэтому  $S = 0$ , как предсказывает топология. После образования круговой цепочки капли на рисунках 4.1(b), 4.2(a) и 4.3(a) продолжают соприкасаться с двумя поверхностями ячейки (центральной областью капель), поэтому Эйлерову

характеристику можно рассчитать, как  $\chi = 2 - n = 0$ , где  $n$  число «дырок» (изолированных непересекающихся удаленных областей) на сфере.

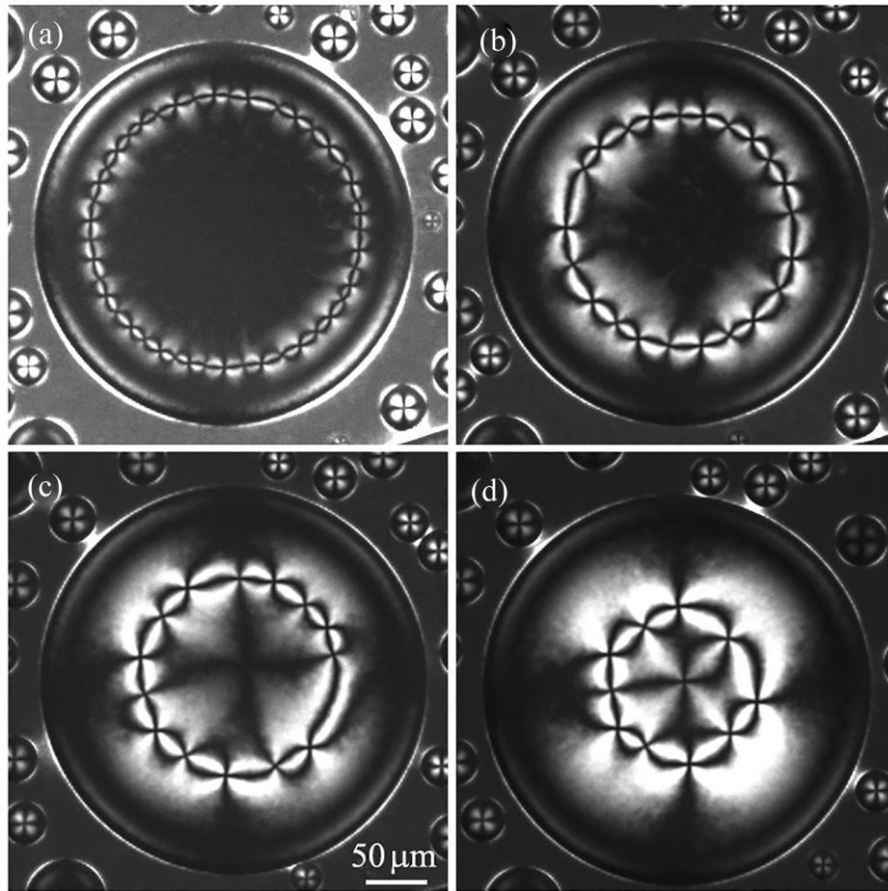


Рис. 4.3 Временная эволюция цепочки топологических дефектов. Число дефектов в цепочке  $N(t)$  и радиус цепочки уменьшаются со временем. Когда в центральной области образуется тонкая нематическая пленка, в центре появляется топологический дефект  $s = +1$  (d). Общее число топологических дефектов в капле становится нечетным ( $N = 11$ ). Время после кадра (a) составляет 75 с (b), 160 с (c) и 270 с (d). [71]

При нагревании круглая полоса нематика с цепочкой дефектов плавится, изотропная капля увеличивается в размере, и весь образец переходит в изотропную фазу. При небольшом охлаждении и даже при постоянной температуре соседние дефекты в цепочке с противоположными зарядами сближаются и аннигилируют попарно. Число дефектов в цепочке уменьшается. Радиус цепочки также уменьшается (рис. 4.3(a–d)), но  $S$  остается равным нулю.

Динамика таких упорядоченных одномерных структур топологических дефектов существенно отличается от коллективной динамики в двумерных структурах. Для изучения динамики мы использовали капли с начальным числом дефектов в цепочке  $N \gtrsim 10^2$  и радиусом около 400 мкм. Временная зависимость

числа топологических дефектов от времени  $N(t)$  описывается степенным законом  $N(t) = A/(t - t_0)^v$  с показателем  $v = 0,4 \pm 0,1$ . Это значение  $v$  существенно меньше показателя  $v = 1$ , полученного в аналитической теории для аннигиляции топологических дефектов в двумерных системах, и меньше показателя около 0,9, полученного в численных расчетах и экспериментах [63-65]. Различие нашего значения с имеющимися данными для 2D систем связано с отличием нашей одномерной системы от 2D систем, изучавшихся в предыдущих экспериментальных и теоретических исследованиях [63-65]. В экспериментах по аннигиляции в 2D структурах область, где определялось  $N(t)$ , остаётся постоянной. В нашем случае длина цепочки  $L(t)$  уменьшается со временем, что также должно приводить к некоторому уменьшению значения  $v$ . Важность наших результатов связана с общефизическим интересом, который состоит в изучении систем из частиц и античастиц. Это могут быть дефекты с противоположными топологическими зарядами не только в жидких кристаллах, но и в других средах, например, электроны и дырки в полупроводниках.

При охлаждении нематическая пленка постепенно распространяется к центру, и в центре образуется точечный топологический дефект с четырьмя светлыми и темными лучами (рис. 4.3(d)). Измерения с различной ориентацией поляризаторов показывают, что топологический заряд дефекта в центре равен +1.

Возникает вопрос о топологической причине образования единичного точечного топологического дефекта. Нематическая область распространяется от периметра капли к центру и, как ясно видно на рисунке 4.3(d), ее Эйлерова характеристика изменяется. Теперь граница раздела нематик – изотропная жидкость становится топологически эквивалентной полусфере (сфере с одной удаленной областью). Эйлерова характеристика такого объекта  $\chi = +1$ . Следовательно, суммарный топологический заряд дефектов в капле должен быть  $S = +1$ . Но в цепочке сумма топологических зарядов  $S$  остается равной 0. Таким образом, в соответствии с топологией появляется дополнительный дефект с зарядом  $S = +1$ , который мы действительно наблюдаем (рис. 4.3 (d)).

В предыдущем абзаце описана топологическая причина образования нового дефекта  $+1$ . Механизм образования топологического дефекта с точечной сингулярностью представляет значительный интерес и является сложной задачей для различных областей науки. Мы обнаружили необычные особенности в появлении точечного дефекта  $S = +1$ . Когда нематик распространяется к центру, сначала образуется широкий черный крест без видимой точечной сингулярности (рис. 4.3(c)). При изучении трансформации директора мы провели исследования с различной ориентацией поляризаторов и компенсатором Берекса, как в случае цепочки (рис. 4.2). Используя компенсатор, определена разность оптических путей в различных областях нематической пленки, покрывающей каплю. Эти исследования показывают, что более тонкая часть нематической пленки (рис. 4.3) находится вблизи центра. При медленном охлаждении нематическая пленка становится толще, а директор  $n$  вблизи границы раздела нематик-изотропная жидкость отклоняется от гомеотропной ориентации. Точечная сингулярность постепенно формируется в центре (рис. 4.3(d)). Эффективный размер центрального дефектного ядра, определенный по оптическим исследованиям, составляет менее 3 мкм. Таким образом, в нашем эксперименте продемонстрировано, как зарождается топологический дефект с точечной сингулярностью.

В некоторых других измерениях, в частности при более высокой скорости охлаждения, появлялись несколько новых дефектов в центральной области. Эти дефекты формируются аналогично единичному дефекту, описанному в предыдущем абзаце. Число этих новых дефектов всегда было нечетным, причем сумма их топологических зарядов  $S = +1$ . Например, в случае трех новых дефектов рождались два дефекта с  $s = +1$  и один дефект с  $s = -1$ . Затем дефект с  $s = -1$  аннигилирует со своим антиподом (дефект с  $s = +1$ ), и в результате остается только один дефект с  $s = +1$ , как в случае, показанном на рисунке 4.3(d).

Круговая цепочка существует, когда расстояние между ближайшими дефектами относительно мало. Ситуация меняется, когда число дефектов в цепочке становится малым, а расстояние между дефектами имеет порядок радиуса

цепочки. Цепочка становится нестабильной, разрушается, и все дефекты образуют единую систему с нечетным числом дефектов. В результате их аннигиляции остается только один топологический дефект +1 (Рис. 4.4(a)).

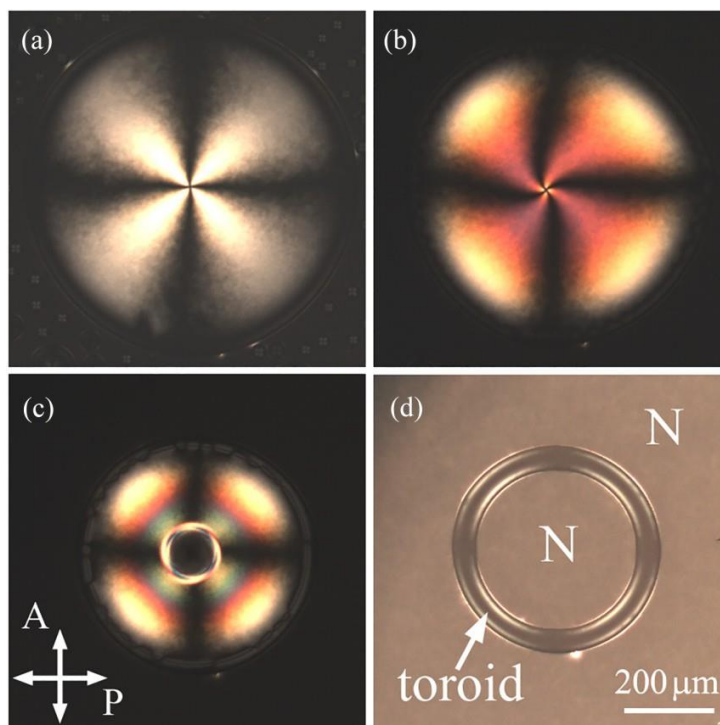


Рис. 4.4 Топологический переход изотропной капли с точечным дефектом на границе раздела нематик-изотропная жидкость (а), в тороид (d) без топологических дефектов. (а), (b) Эволюция топологического дефекта на границе раздела нематик-изотропная жидкость. Цвета интерференции изменяются с увеличением толщины нематика. (с) Образование нематического кратера в изотропной капле. Кратер начинает формироваться в центре топологического дефекта. (d) Тороидальная капля без топологических дефектов на границе раздела нематик-изотропная жидкость. N обозначает нематическую фазу. Время экспозиции в кадре (d) было увеличено по сравнению с кадрами (а)–(с). Время после кадра (а) составляет 145 с (b), 315 с (с) и 470 с (d). [71]

В тонкой нематической пленке черные лучи дефекта ориентированы параллельно и перпендикулярно поляризатору и анализатору. При охлаждении капля меняет свою форму. При увеличении толщины нематической пленки светлые хвосты окрашиваются (рис. 4.4(b)), а лучи вблизи ядра дефекта несколько поворачиваются относительно вертикальной и горизонтальной ориентации (рис. 4.4(b)). Это вращение может быть связано с закручиванием  $\mathbf{n}$ -директора вокруг оси, перпендикулярной изотропно-нематической границе раздела. При дальнейшем охлаждении центр изотропной капли заполняется нематическим кратером (рис. 4.4(c)), дефект исчезает, и в нематической среде образуется

жидкий тороид, топологически эквивалентный тору (рис. 4.4(d)). Эйлера характеристика тора (число ручек  $g = 1$ ) равна  $\chi = 0$ . Тороидальная капля на рисунке (рис. 4.4(d)) не имеет топологических сингулярностей. Дальнейшая эволюция тора будет описана в разделе 5.1.

Таким образом, были получены кольцевые цепочки дефектов, характеризующиеся чередованием противоположных топологических зарядов («ожерелье» из дефектов) и исследовали их коллективную динамику. Кроме того, было продемонстрирована последовательная трансформация капли: от формы, соединяющей две поверхности ячейки, к капле, топологически эквивалентной полусфере, и далее к тороидальной капле.

## **4.2 Топологические дефекты на поверхности нематических и изотропных капель**

В этом разделе исследовалось поведение топологических дефектов на поверхности капель изотропной жидкости в окружении нематического жидкого кристалла, а также топологических дефектов на поверхности капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости. В начале будут представлены результаты исследований топологических дефектов на каплях изотропной жидкости, а затем и на каплях нематика.

Описание результатов начнем с эксперимента, когда при нагревании в нематической фазе появляются изотропные капли. На рисунке 4.5(a) показаны капли в оптических ячейках с гомеотропными граничными условиями. Поперечный размер капель меньше толщины ячейки ( $D < 40 \mu\text{м}$ ). В центральной части каждой капли виден крест с четырьмя лучами. Темные лучи ориентированы параллельно поляризаторам (рис. 4.5(a)). У капли имеется точечный топологический дефект. Четыре темных луча, наблюдаемые в скрещенных поляризаторах, указывают на то, что дефект имеет единичный топологический заряд [5].

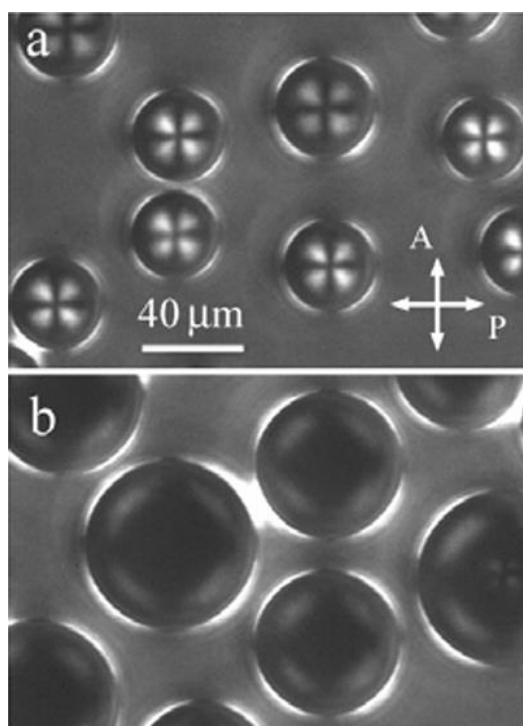


Рис. 4.5 Трансформация изотропных капель при увеличении их размера: а – диаметр капель меньше толщины ячейки. У верхнего полюса капль находится один точечный дефект (буджум). б – при нагреве размер капли увеличивается и становится больше толщины ячейки. Топологический дефект исчезает. Стрелками указана ориентация скрещенных поляризатора (Р) и анализатора (А). Гомеотропные граничные условия. Толщина ячейки  $h = 40$  мкм. [48]

Для определения знака дефекта скрещенные поляризаторы вращались по часовой стрелке и против часовой стрелки. Темные лучи вращались в том же направлении (соответственно, по часовой стрелке или против часовой стрелки). Эти результаты указывают, что заряд точечного дефекта  $S = +1$ . Радиальную и круговую ориентации можно отличить с помощью компенсатора (вращающейся кварцевой пластины), вставленного под углом  $45^\circ$  по отношению к поляризаторам. Дефект при наличии компенсатора имеет два темных луча, ориентированных под углом  $-45^\circ$  (перпендикулярно направлению медленной оси компенсатора). Яркими являются области, расположенные при  $+45^\circ$  (параллельно медленной оси). Это означает, что проекция нематического  $n$ -директора на плоскость образца вокруг ядра дефекта ориентирована радиально (рис. 4.6(а)). При дальнейшем нагревании размер капли увеличивается и центральный дефект исчезает, когда размер капли становится порядка толщины ячейки (рис. 4.5(а, б)). Трансформация вида капли, когда ее размер превышает толщину ячейки, происходит постепенно. Остаются лишь светлые области вблизи периферии

капли. Центральная часть капли становится равномерно темной (рис. 4.5 (b)). Мы связываем исчезновение точечного дефекта с тем, что изотропная капля касается верхней поверхности ячейки.

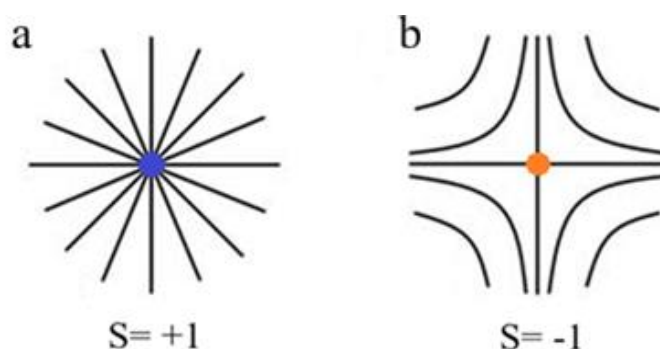


Рис. 4.6 Точечные дефекты с различными топологическими зарядами  $S$  в двумерном нематике.

Рисунок 4.7 демонстрирует обратную трансформацию дефектов, когда температура и, соответственно, размер капли уменьшаются. Начальное состояние – большая капля с дефектом на полюсе (рис. 4.7(a)), в центральной части капли имеется «карман» с веществом в нематической фазе. При охлаждении поперечный размер изотропной капли уменьшается. Вещество в нематической фазе постепенно выталкивается из «кармана», из-за чего размер и толщина «кармана» уменьшаются. В результате контраст дефекта уменьшается с уменьшением размера капли (рис. 4.7(b)) и протяженность лучей дефекта становится меньше.

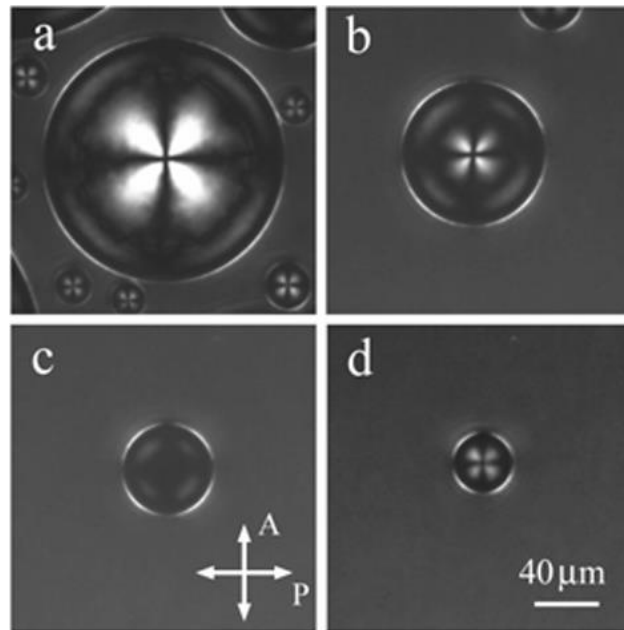


Рис. 4.7 Эволюция изотропной капли при уменьшении ее размера. а – Капля изотропной жидкости больше толщины ячейки с дефектом в ее центральной части. Размер капли уменьшается при охлаждении (b), затем дефект исчезает (c). Когда капля становится меньше толщины ячейки, в центре капли снова появляется дефект (d). [48]

В конце концов дефект в центре капли исчезает вместе с исчезновением «кармана» (рис. 4.7(c)). Заметим, что поперечный размер капли все еще больше толщины ячейки. Внешний вид капли на этой стадии такой же, как у капли размером больше  $h$ , образовавшейся при нагреве (рис. 4.5(b)). Когда при охлаждении размер капли становится меньше толщины ячейки, в центральной части капли снова появляется дефект (рис. 4.7(d)). Этот дефект сохраняется до тех пор, пока капля полностью не исчезнет.

Рассмотрим образование и исчезновение дефектов с точки зрения топологии. Начнем с маленьких капель на поверхности ячейки (рис. 4.5(a); рис. 4.7(d)). Пересечение поверхности капли с поверхностью стеклянной пластины топологически эквивалентно «дырке» в сфере. Напомним, что Эйлера характеристика сферической поверхности с  $n$  «дырками» равна  $\chi = 2 - n$ . Из этого выражения следует, что Эйлера характеристика поверхности капли, находящейся на стеклянной пластине, должна быть равна  $\chi = 1$ . Изотропная капля на поверхности схематически показана на рисунке 4.8. На верхнем полюсе капли находится один топологический дефект  $s = +1$  (рис. 4.8(a)).

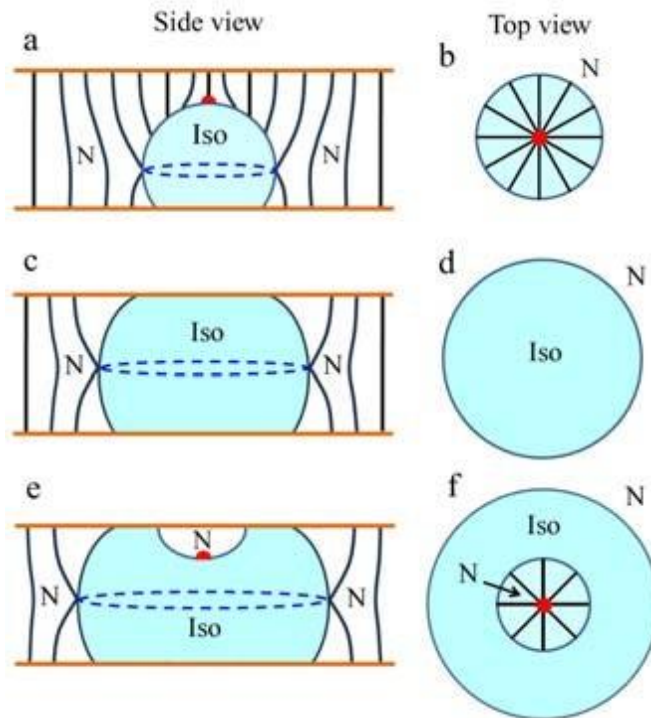


Рис. 4.8 *a, b* – Схематическое изображение изотропной капли на поверхности нематической ячейки с гомеотропным поверхностным сцеплением. Вид сбоку (*a*), вид сверху (*b*). Высота капли меньше толщины ячейки. Сплошными линиями показана ориентация директора. На верхнем полюсе капли имеется дефект с зарядом  $s = +1$ . (*c-d*) – капли, соприкасающиеся с обеими поверхностями ячейки без топологических дефектов. (*e-f*) – крупная капля, образовавшаяся в результате слияния двух капель. (*e*) – карман нематической фазы вблизи поверхности ячейки. (*e, f*) – Дефект  $+1$  образуется в середине капли. Пунктирные линии на (*a*), (*c*) и (*e*) обозначают круговой линейный дефект («кольцо Сатурна»). [48]

Реальная структура дефектов зависит от величин упругих констант Франка и силы сцепления директора с поверхностью. Существование одного топологического дефекта  $s = +1$  коррелирует с топологией. Напомним, что на поверхности ячейки реализуется сильное гомеотропное сцепление (директор перпендикулярен поверхности ячейки). На поверхности капли (на интерфейсе нематическая фаза – изотропная жидкость) сцепление директора азимутально вырожденное коническое с углом наклона относительно нормали  $55-60^\circ$  [50,66]. Это сцепление слабое (энергия  $\sim 5 \times 10^{-7}$  Дж/м<sup>2</sup> [67]). В случае малой толщины нематической прослойки между поверхностью ячейки и изотропной каплей (порядка микрона) ориентация на поверхности ячейки доминирует, и директор может во всей пленке ориентироваться перпендикулярно плоскости ячейки. Коническое сцепление может также приводить к образованию кругового линейного дефекта («кольцо Сатурна») на экваторе капли [50,68]. Этот дефект

показан на рисунке 4.8 пунктирной кривой. «Кольцо Сатурна» проявляется в виде ярких полос вокруг капель (рис. 4.5(a)). Когда размер капли увеличивается, и она касается верхней поверхности ячейки, происходит топологический переход. Число «дырок» теперь  $n = 2$  (на нижней и верхней внутренних поверхностях ячейки), таким образом, Эйлера характеристика капли становится равной нулю ( $\chi = 0$ ). Это приводит к исчезновению точечного дефекта в соответствии с топологическими требованиями (рис. 4.8(c, d)). На боковой поверхности капли также существует дефект типа «кольца Сатурна» (рис. 4.8(c)).

При исследовании изотропных капель в нематической среде в оптических ячейках разных толщин с планарными граничными условиями наблюдались топологические дефекты различного типа. На рисунке 4.9(a,b) представлены фотографии изотропных капель в толстых ячейках толщиной  $h = 100$  мкм, диаметр капли  $2R$  несколько меньше толщины ячейки  $h$ . На рисунке 4.9(c,d) капли получены в тонких ячейках толщиной  $h = 20$  мкм, размеры капель больше  $h$ . Направление натирания внутренних поверхностей ячейки, задающее преимущественную ориентацию молекул жидкого кристалла вдали от капель, горизонтальное.

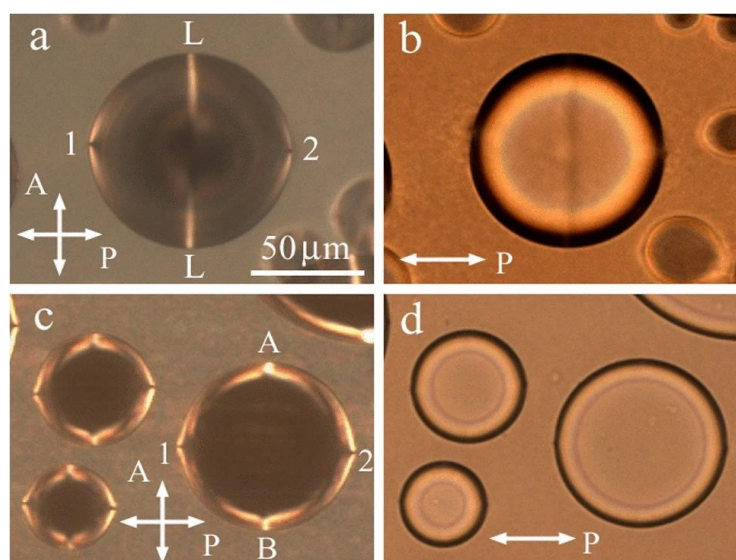


Рис. 4.9 Фотографии изотропных капель в нематической среде в плоских ячейках. Ориентация директора вдали от капель направлена горизонтально. Фотографии были сделаны с использованием скрещенных вертикального и горизонтального поляризаторов (a, c) и с одним горизонтальным поляризатором (b, d). Толщина ячейки составляет  $h = 100$  мкм (a, b) и  $20$  мкм (c, d). Диаметр капли  $2R < h$  на кадрах (a, b) и  $2R > h$  на кадрах (c, d). 1 и 2 – точечные дефекты, L – дефект типа «кольца Сатурна», A и B — локализованные широкие дефекты. [68]

При наблюдении образца между скрещенными поляризаторами (ориентированными вдоль направления натирания и перпендикулярно ему, рис. 4.9(a)) видны два типа топологических дефектов. Это, соответственно, два точечных дефекта (обозначены 1 и 2) и линейный дефект (обозначен  $L$ ). Точечные дефекты расположены на внешней границе капли. В скрещенных поляризаторах линейный дефект выглядит как две тонкие яркие линии. При наблюдении с одним линейным поляризатором этот дефект выглядит как одиночная темная полоса (рис. 4.9(b)). На фотографии видно, что линейный дефект  $L$  является непрерывным и охватывает всю каплю. Это так называемый дефект типа «кольцо Сатурна» [50,68].

Когда размер капель больше толщины ячейки, внешний вид капель трансформируется (рис. 4.9(c,d)). Центральная темная часть капель, рассматриваемая в скрещенных поляризаторах (рис. 4.9(c)), представляет собой область, где изотропная фаза распространяется на всю толщину ячейки. Кольцевые области вокруг центра представляют собой мениски, где толщина изотропной фазы меньше зазора ячейки, и присутствует нематическая фаза. В таких каплях тонкая темная полоса не наблюдается (рис. 4.9(d)). Линейные дефекты локализуются в мениске, становятся ярче и шире (рис. 4.9(c)).

Схематичное изображение изотропной капли в окружении нематического жидкого кристалла представлено на рисунке 4.10(a). На поверхности капли находятся точечные и линейные дефекты. Имеются два точечных дефекта (буджума) (показаны красным) и один дефект типа «кольцо Сатурна» (синим).

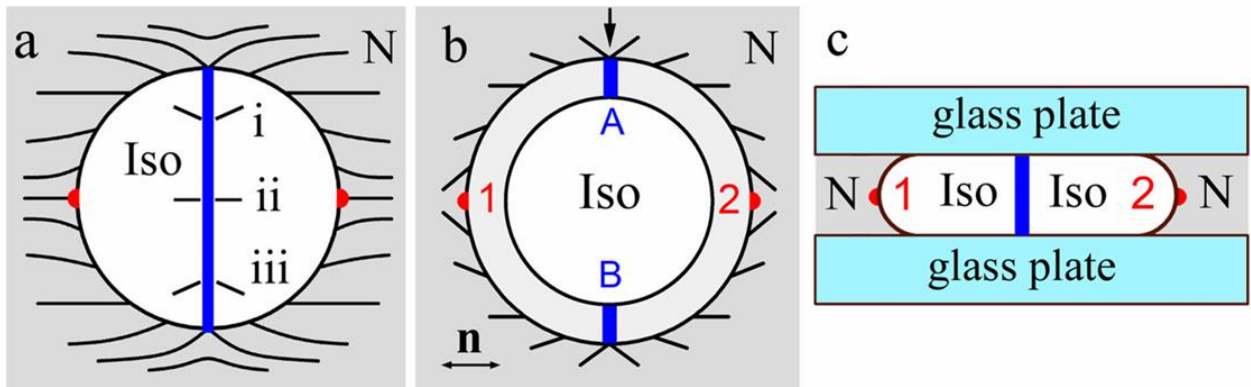


Рис. 4.10 а. Схематическое изображение сферической капли с наклонным директором, закрепленным на ее границе. Сосуществуют пара гиперболических точечных дефекта - буждумов (красные) и линейный дефект типа «кольцо Сатурна» (синий). Короткие линейные отрезки по обе стороны от линейного дефекта являются плоскостными компонентами нематического директора. Схематическое изображение изотропной капли в ограниченной геометрии оптической ячейки на рисунке б. Плоская фиксация на границах ячейки (однородные граничные условия). В мениске на границе раздела нематической и изотропной жидкости образуются два точечных дефекта (красные) и два широких локализованных линейных дефекта (синие). Вне капли, вдали от границы, направление ориентировано поверхностями ячейки в горизонтальном направлении. с Схематическое изображение бокового вида изотропной капли в плоской ячейке. Вид вдоль стрелки на рисунке (b). [68]

Теперь можно уточнить тип и структуру дефектов, связанных с каплями различного размера (рис. 4.9). На границе раздела нематик – изотропная жидкость существуют два точечных дефекта (1 и 2) как в каплях на рисунке 4.9(а), так и на рисунке 4.9(с). Когда размер капли превышает толщину ячейки, дефект типа «кольцо Сатурна» расщепляется на два дефекта, которые существуют в мениске (А и В). Схематическое изображение квазидвумерной капли приведено на рисунке 4.10(б). Точечные дефекты и дефекты, локализованные в мениске, показаны красным и синим цветом соответственно. Вид сбоку квазидвумерной капли в ячейке показан на рисунке 4.10(с).

Кажущийся разрыв в центре линейного дефекта, наблюдаемое с помощью скрещенных поляризаторов (рис. 4.9(а)), теперь можно понять, рассмотрев структуру дефекта (рис. 4.10(а)). Капля наблюдается таким образом, что плоскость линейного дефекта перпендикулярна плоскости изображения. Вблизи периметра капли (области (i) и (iii) линейного дефекта на рис. 4.10(а)) проекции  $n$ -директора на плоскость изображения наклонены относительно поляризаторов. Эти области линейного дефекта выглядят яркими (рис. 4.9(а)). В центре капли

(область (ii)) проекции директора по обеим сторонам дефекта перпендикулярны анализатору, поэтому эта часть выглядит темной в пропускании, что объясняет прерывистый вид линейного дефекта на темном фоне в относительно маленьких каплях на рисунке 4.9(a). На рисунке 4.9(b) с одним поляризатором линейный дефект выглядит темным на более светлом фоне. Это может быть связано с изменением показателя преломления в дефекте. Аналогичные дефекты наблюдаются при исследовании капель жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости [66].

Далее представлены результаты исследований топологических дефектов на поверхности капель нематика в окружении изотропной жидкости. Наблюдались и изучались два типа дефектов на границе раздела нематик – изотропная жидкость: точечные дефекты и локализованные линейные дефекты, образующиеся путем трансформации экваториального дефекта в квазидвумерной геометрии. На поверхности капель реализуются конические граничные условия для молекул жидкого кристалла (то есть молекулы жидкого кристалла ориентируются под углом примерно  $55^\circ$  к поверхности). Это приводит к появлению на поверхности нетривиальных топологических дефектов. На рисунке 4.11 представлены фотографии нематической капли в изотропной среде, сделанные между скрещенными поляризаторами. Размер капли в плоскости рисунка в несколько раз превышает толщину ячейки.

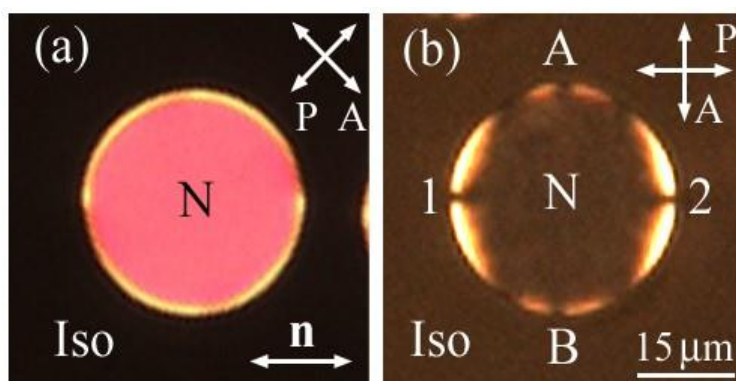


Рис. 4.11 Фотографии капли нематика в изотропной среде в плоской ячейке. Поляризаторы скрещены. Ориентация директора нематика, задаваемая поверхностью ячейки, горизонтальная. Поляризаторы ориентированы под углом 45 градусов к директору на рисунке а), параллельно и перпендикулярно директору на рисунке b). Цифрами 1 и 2 обозначены точечные дефекты на границе капли. А и В это локализованные линейные дефекты в мениске. Толщина ячейки равна 5 мкм. [68]

Изображение (рис. 4.11(a)) было получено, когда скрещенные поляризаторы были ориентированы под углом  $45^\circ$  относительно директора (задаваемое направлением натирания на поверхности ячейки). Темная область - это изотропная фаза. Нематическая фаза выглядит цветной из-за ее двулучепреломления. Ярко-желтый кольцевой участок - это мениск, окружающий каплю (желтый цвет связан с меньшей толщиной нематической фазы в мениске). На двух сторонах капли можно видеть дефекты. Но более четко структуру капли можно визуализировать и понять, когда скрещенные поляризаторы параллельны и перпендикулярны направлению натирания (рис. 4.11(b)). Внутренняя часть капли выглядит темной, так как директор параллелен поляризатору. Проходя через жидкий кристалл с такой ориентацией, свет сохраняет направление своей поляризации, и поэтому не проходит через анализатор, скрещенный с поляризатором. Видно, что в мениске находятся четыре дефекта. Два точечных дефекта (1, 2) расположены на левом и правом полюсах капли и два других дефекта - локализованных линейных (А, В) - наверху и внизу. Кроме того, в мениске вблизи верхней и нижней частей капли видны четыре широкие темные симметричные области. В этих областях проекция директора на плоскость ячейки такая же, как и в центральной части капли, то есть вдоль поляризатора. Такие области указывают на конические граничные условия на границе раздела нематик-изотропная жидкость. Из анализа распределения яркости в мениске можно сделать вывод, что преимущественная ориентация нематика на границе с изотропной жидкостью находится под углом примерно  $55^\circ$  к нормали. Это согласуется с ранее опубликованными данными [60].

Структура капли, определенная из наблюдений в поляризованном свете, показана на рисунке 4.12. На границе капли расположены четыре дефекта. Два точечных дефекта (1, 2) расположены на левом и правом полюсах капли, два локализованных линейных дефекта (А, В) находятся вверху и внизу.

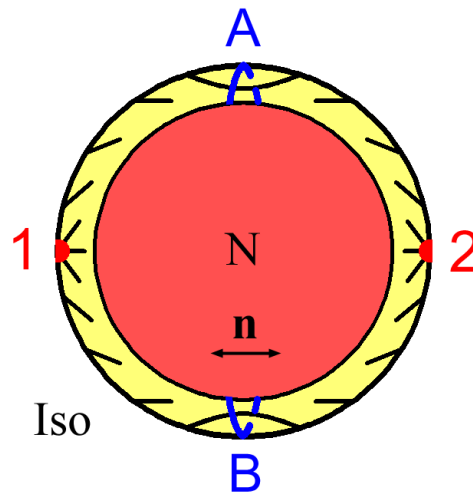


Рис. 4.12 На рисунке схематически показана нематическая капля в плоской ячейке. Капля имеет плоский нематический мениск (область желтого цвета). Четыре дефекта расположены в мениске капли. Красная область показывает участок, в котором нематическая фаза заполняет всю толщину ячейки. В этой области нематик ориентирован однородно благодаря ориентирующему влиянию поверхностей ячейки [66]

Таким образом, исследована структура топологических дефектов в ограниченной геометрии плоских оптических ячеек. Обнаружены различные типы топологических дефектов на поверхности капель. В двухфазной области нематик-изотропная жидкость формируются точечные, линейные и локализованные дефекты.

### 4.3 Зарождение и аннигиляция топологических дефектов при коалесценции капель

Было изучено поведение дефектов при слиянии капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости с разной ориентацией относительно друг друга, а также слияние изотропных капель жидкости в окружении нематического жидкого кристалла. В начале будут представлены результаты исследований поведения топологических дефектов при коалесценции капель нематика, а затем при слиянии капель изотропной жидкости.

При исследовании слияния капель нематического жидкого кристалла в окружении изотропной жидкости обнаружено образование новых дефектов

антиподов существующим дефектам. Сначала продемонстрируем полную картину слияния, которую можно наблюдать, когда перед слиянием две капли располагаются примерно под углом 45 градусов (рис. 4.13). Перед началом слияния в каждой капле находятся два точечных и два локализованных линейных дефекта. На следующих фотографиях показана только верхняя часть всей картинки, чтобы лучше были видны дефекты. После начала слияния на границе капли одновременно имеется 12 дефектов: 8 исходных точечных и локализованных линейных дефектов (шесть из них (1,2,4,А,В,С) видны на рисунке 4.13(b) и четыре новых. В процессе слияния двух капель в одну из-за топологических требований, налагаемых теоремой Пуанкаре-Хопфа, зарождаются новые дефекты. Это происходит из-за того, что сумма зарядов точечных дефектов на любом этапе эволюции капли остается равной 2, поэтому для сохранения заряда при коалесценции зарождаются новые дефекты с отрицательными топологическими зарядами, которые можно назвать антиподами существующим дефектам.

После всех процессов зарождения антиподов и их аннигиляции с исходными дефектами остаются только два точечных дефекта и два локализованных линейных дефекта (два из них видны на (рис. 4.13(d)).

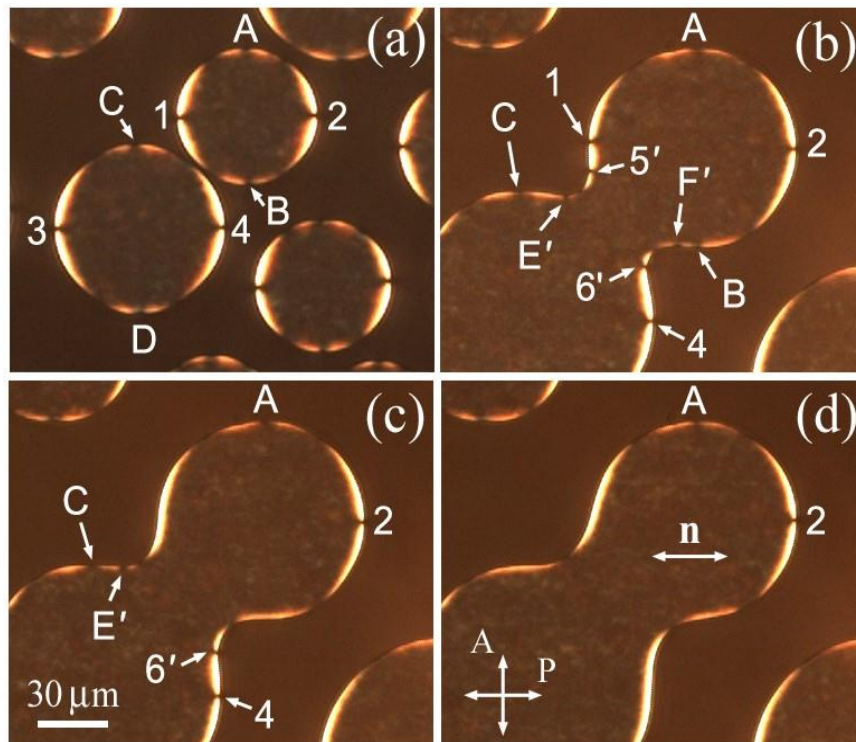


Рис. 4.13 Слияние двух нематических капель, ориентированных примерно под углом  $45^\circ$  относительно ориентации направления в середине капель. Две сливающиеся капли соприкоснулись примерно в средней точке между точечными дефектами (1 и 4). Мы обнаружили, что процесс слияния приводит к образованию двух пар новых дефектов, одна пара является антиподом точечных дефектов, а другая пара является антиподом локализованных линейных дефектов. Дефекты образуются с двух сторон от области, где соприкасаются две капли и где начинается слияние. В этом случае можно наблюдать аннигиляцию обоих точечных дефектов с их антиподами, дефекты (1 с  $5'$ , 4 с  $6'$ ) и локализованные линейные дефекты со своими антиподами (B с  $F'$ , C с  $E'$ ). [66]

Из-за большого количества дефектов процесс аннигиляции достаточно сложен. Чтобы представить этот процесс более наглядно, были проведены измерения, в которых точечные дефекты и локализованные линейные дефекты аннигилируют со своими антиподами по отдельности (рис. 4.10, рис. 4.12). В этих измерениях одна пара капель контактирует вблизи локализованных линейных дефектов (рис. 4.14) или вблизи точечных дефектов (рис. 4.12).

В первом случае (рис. 4.14), когда начинается коалесценция, два новых локализованных линейных дефекта зарождаются рядом с исходными локализованными линейными дефектами и быстро попарно аннигилируют. Оставшиеся два новых точечных дефекта находятся на большем расстоянии с исходными дефектами, поэтому процесс аннигиляции медленнее. Аннигиляция легко наблюдается с двух сторон капли (рис. 4.14). Сначала аннигилируют

дефекты 2 и 6', затем пара дефектов 3 и 5' (рис. 4.14(b-d)), в одной крупной капле (рис. 4.14(d)) остаются только два точечных и два локализованных линейных дефекта с той же ориентационной структурой, что и капли до коалесценции.

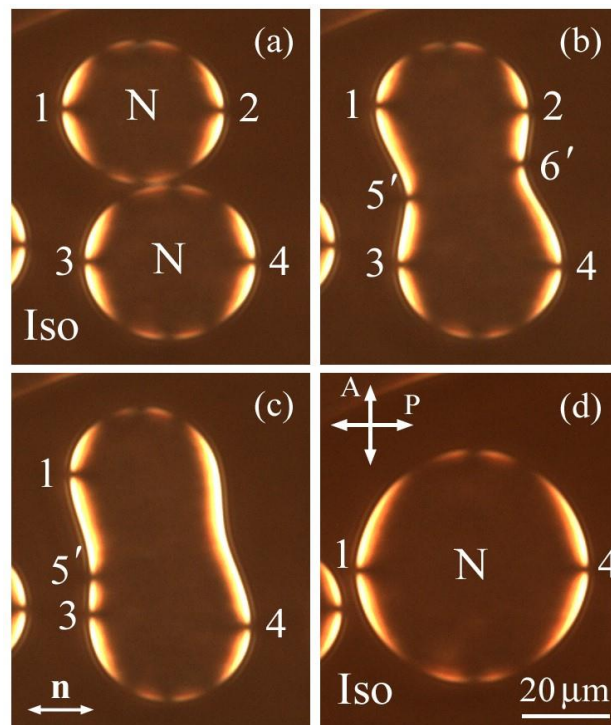


Рис. 4.14 Сближение и аннигиляция точечных дефектов со своими антиподами при слиянии нематических капель примерно одинакового размера. Две капли перед коалесценцией, соприкасающиеся в точке вблизи линейных дефектов (а), 1,2 и 3,4 обозначают точечные дефекты. Следующие кадры показывают трансформацию капли во время слияния. Видно, что во время трансформации образовались два новых дефекта 5' и 6' (антиподы существующим дефектам), которые попарно аннигилируют со своими соседями. На последнем кадре показано конечное состояние после слияния капель и аннигиляции дефектов. Видно, что капля имеют ту же ориентационную структуру, что и капля до коалесценции. Времена после первого кадра: 1 с, 1,6 с, 110 с. Ориентация поляризаторов и директор показаны на рисунке. [66]

Схематичное изображение процесса коалесценции пары капель, соприкасающихся в точке вблизи линейных дефектов, показано на следующем рисунке (рис. 4.15), здесь - красные точки обозначают точечные дефекты, синие прямоугольники - локализованные линейные дефекты. Пунктирная линия – это граница мениска. Внутри капель за пределами мениска ориентация директора однородная (в скрещенных поляризаторах однородное тёмное поле).

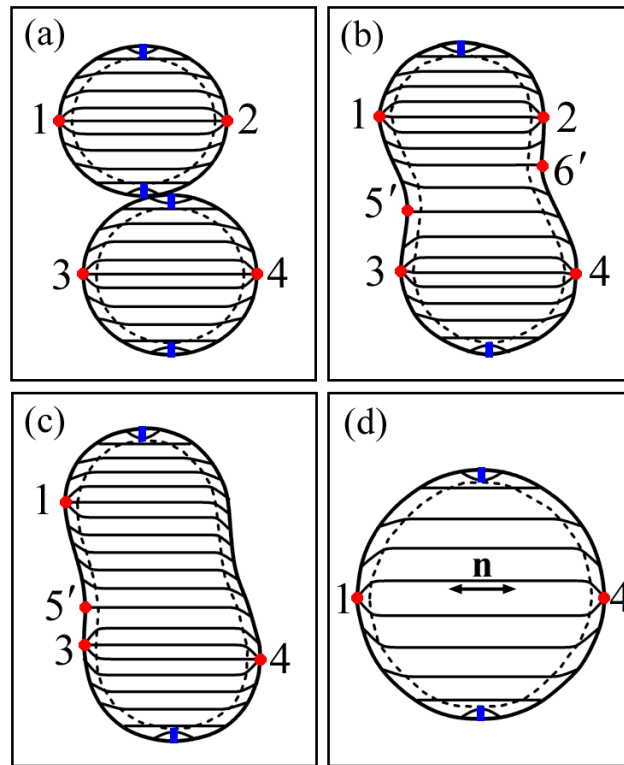


Рис. 4.15 Схематичное изображение коалесценции. На рисунке обозначены точечные дефекты 1,2 и 3,4 и их антиподы 5' и 6', расположенные в менисках капель.

Другая ситуация показана на (рис. 4.16). В отличие от предыдущего случая точка контакта находится вблизи точечных дефектов (рис. 4.16(a)). Когда начинается коалесценция, две пары дефектов исходных и новых точечных дефектов быстро аннигилируют. Движение дефектов навстречу друг другу и аннигиляцию локализованных линейных дефектов с их антиподами можно наблюдать на (рис. 4.16(b)(c)). На границе капли остается пара точечных дефектов и пара локализованных линейных дефектов (рис. 4.16(d)).

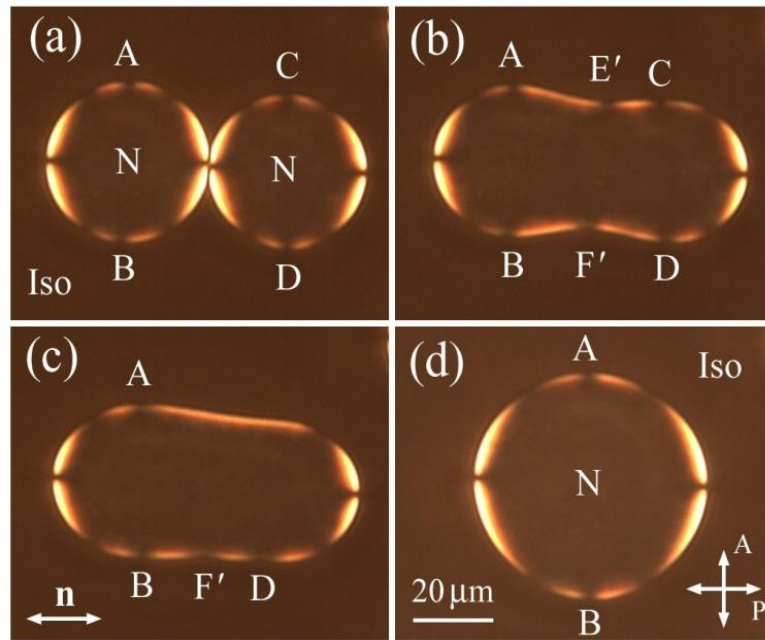


Рис. 4.16 На рисунке показано сближение и аннигиляция локализованных линейных дефектов при процессе слияния нематических капель, которые контактируют вблизи точечных дефектов. А, В и С, D обозначают локализованные линейные дефекты. После начала процесса коалесценции, видно как образуются антиподы существующим дефектам (E' и F'), которые попарно аннигилируют со своими соседними дефектами. На последнем кадре показано конечное состояние после слияния капель и аннигиляции дефектов. Видно, что капли имеют ту же ориентационную структуру, что и пары капель до коалесценции. Времена после первого кадра: 1,7 с, 3,1 с, 90 с. Ориентация поляризаторов и директор показаны на рисунке. [66]

Схематичное изображение коалесценции пары капель, соприкасающихся в точке вблизи точечных дефектов, показано на следующем рисунке (рис. 4.17).

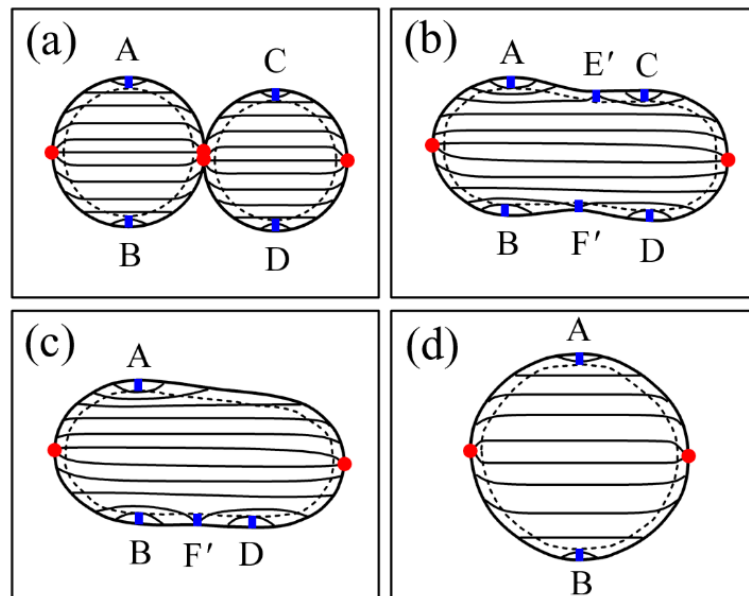


Рис. 4.17 Схематичное изображение слияния капель, показанном на рис. 4.1.6. На рисунке обозначены локализованные линейные дефекты А, В и С, D и их антиподы E' и F', расположенные в менисках капель.

Таким образом, в случае конического сцепления в ограниченной геометрии для точечных дефектов топологические ограничения (задаваемые теоремой Пуанкаре-Хопфа) остаются в силе. Более того, аналогичные ограничения были обнаружены для локализованных экваториальных дефектов. Мы видим, что топологические ограничения при образовании и уничтожении дефектов действуют для каждого вида дефектов независимо. Топологические дефекты могут образовываться при локальном нарушении нематического поля молекулярного упорядочения. Это происходит, когда капли соприкасаются, и между каплями образуется мостик. С энергетической точки зрения более благоприятная геометрия для вновь рождающихся антиподов точечных и локализованных линейных дефектов, когда они являются антиподами ближайших к точке распада дефектов. Такие рождения антиподов точечных и локализованных линейных дефектов наблюдались при слиянии.

Далее представлены фотографии процесса слияния изотропных капель жидкости в окружении нематического жидкого кристалла. Движение дефектов навстречу друг другу и аннигиляцию локализованных линейных дефектов с их антиподами на поверхности капель изотропной жидкости в процессе их слияния можно наблюдать на (рис. 4.18(b,c)). Две капли соприкасаются вблизи расположения точечных дефектов (рис. 4.18(a)). В каждой из двух исходных капель существуют два локализованных дефекта, обозначенных А, В и С, D. По мере появления мостика между каплями (рис. 4.18(b)) рождаются два новых локализованных дефекта Е и F. Они отчетливо видны на рисунке 4.18(b) по обе стороны мостика между коалесцирующими каплями. Точечные дефекты, существовавшие вблизи сингулярной точки, где началась коалесценция, почти немедленно исчезают. Такое поведение согласуется с ранее наблюдаемым для капель в очень тонких ячейках [60]. Дефекты Е и F являются антиподами существующих широких локализованных дефектов А-D. Конфигурация с шестью широкими локализованными дефектами (рис. 4.18(b)) является неравновесной.

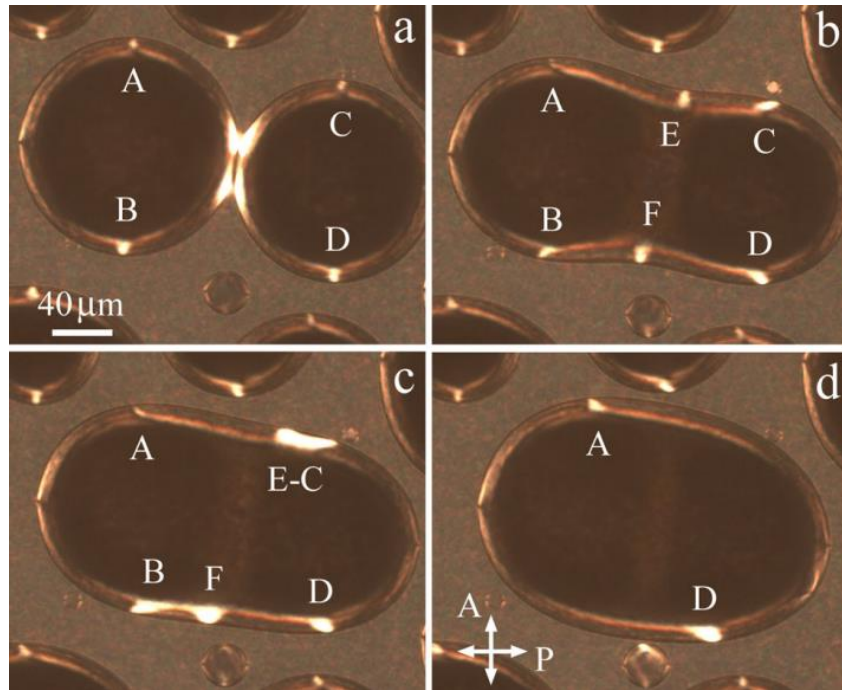


Рис. 4.18 Эволюция широких локализованных дефектов в процессе коалесценции изотропных капель. В исходном состоянии (а) капли соприкасаются вблизи точечных дефектов. После начала коалесценции (b) помимо широких локализованных дефектов А-D образуются два новых широких дефекта Е и F. Дефекты противоположного направления сближаются (с). Дефекты В, F и Е, С аннигилируют друг с другом. Остаются только два широких локализованных дефекта А и D (d).  $h = 40$  мкм [68]

Новые и уже существующие дефекты сближаются; в этом процессе их внешний вид трансформируется (рис. 4.18(c)). Дефекты Е и С сближаются и исчезают. Дефекты В и F также сближаются и исчезают. В капле остаются только два крупных дефекта А и D (рис. 4.18(d)), как и в каждой из капель до слияния (рис. 4.18(a)).

При коалесценции крупных капель был реализован процесс аннигиляции двух точечных дефектов в мениске с почти прямой границей и фиксированной взаимной ориентацией дефектов (рис. 4.19). Следует отметить, что в ограниченной геометрии, помимо расстояния между дефектами, существует еще одна характерная длина, толщина плоской ячейки  $h$ , которая может влиять на взаимодействие дефектов и их аннигиляцию. Были проведены серии измерений для различной толщины ячеек. На рисунке 4.19 показано сближение и аннигиляция двух точечных дефектов. Точечный вид дефектов сохраняется до

малых расстояний  $r$  между дефектами, существенно меньших, чем толщина ячейки  $h$  и ширина мениска.

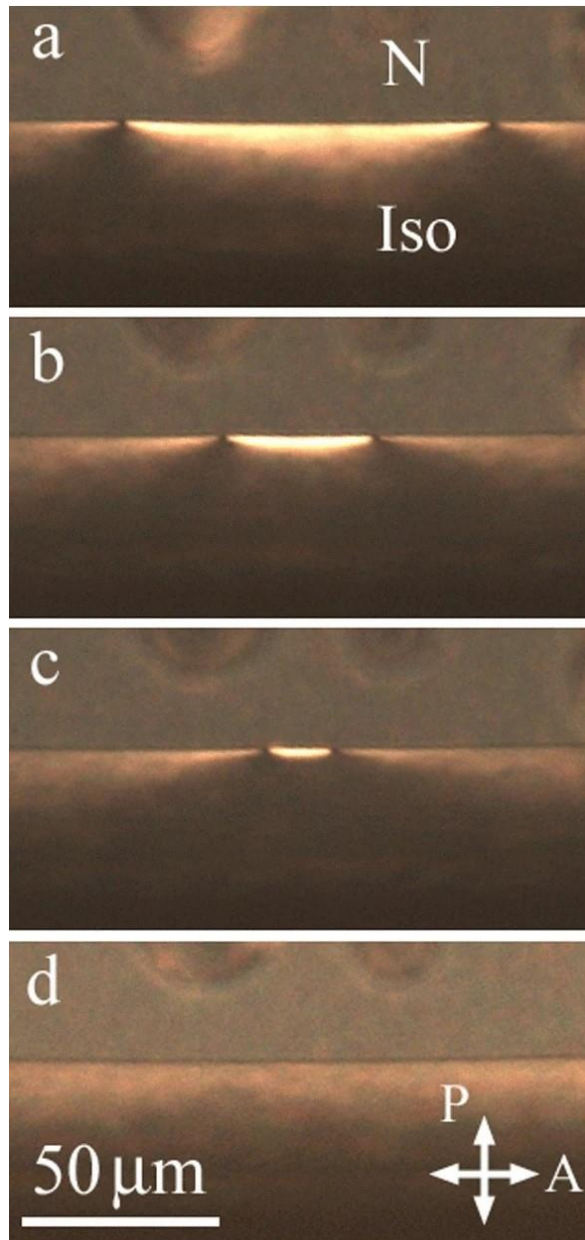


Рис. 4.19 Приближение и аннигиляция точечных бужумов на почти линейной границе раздела между нематической фазой (верхняя часть фотографий) и изотропной фазой (нижняя часть фотографий). Время после кадра (а) составляет 6 с (b), 7,2 с (c), 10 с (d). Направление натирания вертикальное. Толщина ячейки  $h = 100$  мкм. [68]

Что касается широких локализованных дефектов, то в процессе их аннигиляции их структура сильно отличается от процесса аннигиляции точечных бужумов (рис. 4.20(a-c)). Ширина дефектов увеличивается, даже когда они находятся на большом расстоянии друг от друга. На значительном расстоянии они

начинают эффективно перекрываться (рис. 4.20(b)). Затем дефекты уменьшаются и исчезают (рис. 4.20(c,d)).

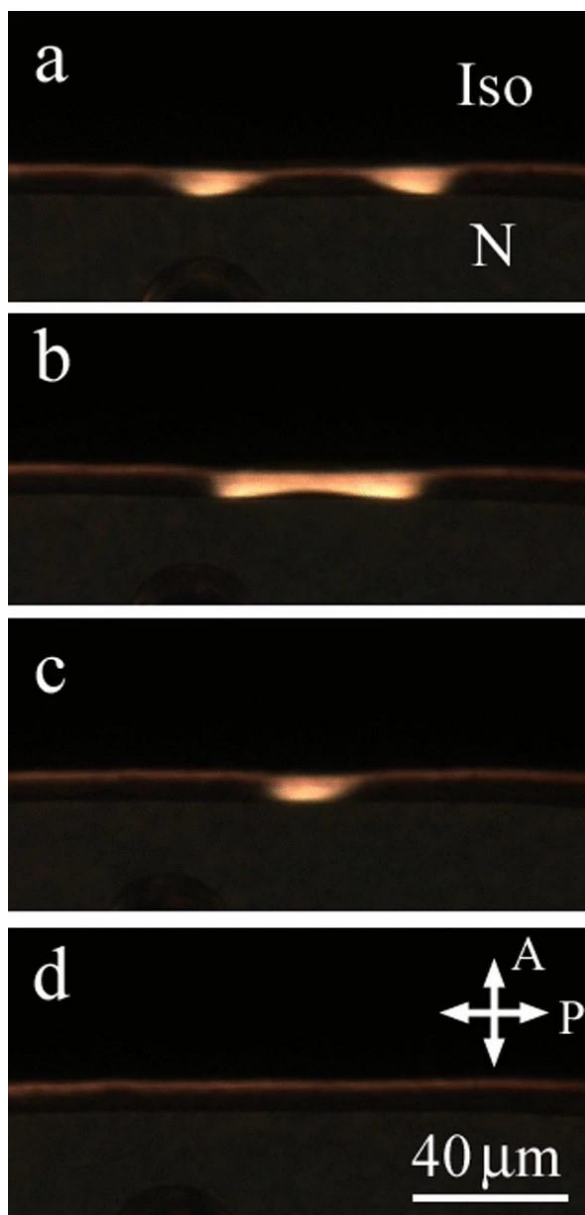


Рис. 4.20 Приближение и аннигиляция широких локализованных дефектов. Дефекты находятся на большом расстоянии друг от друга (a). Дефекты, расположенные близко, выглядят как один широкий дефект (b). Далее ширина дефекта соединения уменьшается (c) и исчезает (d). Время после кадра (a): 2 с (b), 3,35 с (c), 4,5 с (d). Направление натирания на поверхности ячеек горизонтальное.  $h = 40$  мкм. [68]

В отличие от широких локализованных дефектов, удалось отследить положение отдельных точечных дефектов (буджумов) вплоть до их аннигиляции. Экспериментальные данные  $r(t_0 - t)$  можно описать корневой зависимостью от времени  $r = B(t_0 - t)^{0,5}$  (сплошные линии, рис. 4.21(b)).

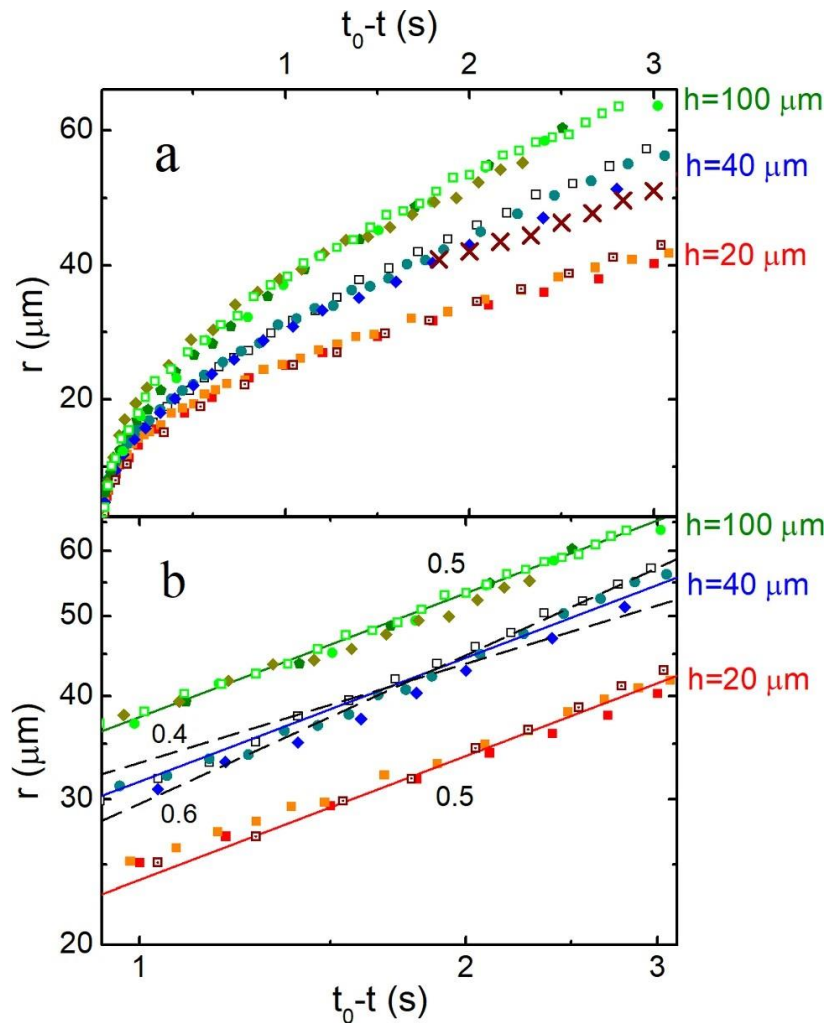


Рис. 4.21 Изменение расстояний  $r$  между точечными дефектами в зависимости от времени относительно момента аннигиляции  $t_0$ . (b) Зависимость  $r$  от времени в двойном логарифмическом масштабе. Сплошные линии представляют собой зависимости  $r = B(t_0 - t)^{0.5}$ . Пунктирные линии обозначают степенные зависимости с показателями 0,4 и 0,6 для ячейки толщиной  $h=40$  мкм. Крестики: расстояние между широкими локализованными дефектами в зависимости от времени для ячейки толщиной  $h = 40$  мкм. [68]

Дефект и антидефект аннигилируют вблизи средней точки между дефектами. Скорость дефектов уменьшается с уменьшением толщины ячейки. Это может быть связано с влиянием поверхностей ячейки. Существует некоторая неопределенность в значении показателя степени, но его можно считать близким к 0,5. Для сравнения, пунктирные линии на рисунке 4.21(b) представляют собой степенные зависимости с показателями 0,4 и 0,6 для ячейки  $h = 40$  мкм. Таким образом, когда точечные дефекты движутся вдоль прямой границы изотропная жидкость – нематик и находятся на малом расстоянии относительно толщины

ячейки  $r < h$ , динамика их сближения может быть описана квадратным корнем из времени в ячейках различной толщины.

Выше были перечислены особенности возникновения топологических дефектов на поверхности капель изотропной жидкости, теперь детально обсудим процессы трансформации внутренней структуры капель во время их коалесценции. Ряд нетривиальных явлений обнаружен при изучении трансформации поля директора нематического ЖК в процессе коалесценции изотропных капель. Типичный вид капли в скрещенных поляризаторах в плоской оптической ячейке с гомеотропными граничными условиями показан на рисунке 4.22 (a-c). В центральной части капли присутствует топологический дефект, имеющий вид т.н. «мальтийского креста» [7]. Четыре темных луча в скрещенных поляризаторах показывают, что дефект имеет единичный заряд, так же как и на рисунке 4.7 (a,b) [7].

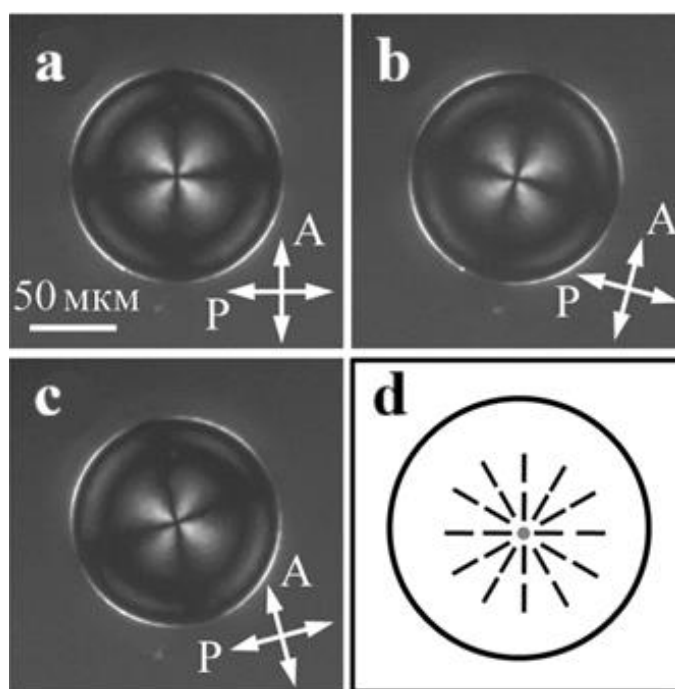


Рис. 4.22 Капля изотропной фазы с «карманом» (ямкой) из нематической фазы. (a) В скрещенных поляризаторах в центре капли виден топологический дефект с четырьмя лучами. При повороте скрещенных поляризаторов по часовой стрелке (b) и против часовой стрелки (c) лучи в дефекте поворачиваются в том же направлении, что указывает на положительный знак (+1) топологического дефекта. Гомеотропные граничные условия. Толщина ячейки 40 мкм. (d) Схематическое изображение капли с топологическим дефектом  $s=+1$ . [69]

Знак топологического дефекта можно определить в скрещенных поляризаторах синхронным вращением поляризатора и анализатора. Если лучи

дефекта вращаются в том же направлении, что и поляризаторы, топологический заряд дефекта положительный, если в противоположном направлении, заряд отрицательный [7]. В капле на рисунке 4.22 при повороте скрещенных поляризаторов по часовой стрелке и против часовой стрелки темные лучи дефекта поворачиваются в ту же сторону на тот же угол (рис. 4.22(b,c)). Это означает, что топологический заряд дефекта  $S=+1$ . Ориентация поля директора в центральной части капли схематически показана на рисунке 4.22(d). Наличие топологического дефекта с зарядом  $+1$  связано с присутствием в центральной части капель прослойки («кармана») нематической фазы между изотропной жидкостью и границей ячейки. «Карман» образуется при слиянии изотропных капель, когда нематик из окружающей среды захватывается между каплей и поверхностью ячейки. Топология накладывает определенные требования на конфигурацию директора в «кармане» с наклонной ориентацией директора на границе нематик – изотропная жидкость. Напомним, что согласно теореме Пуанкаре-Хопфа, суммарный топологический заряд дефектов на ориентированной поверхности равен ее Эйлеровой характеристике [45,70]. Например, Эйлерова характеристика сферы равна  $+2$ , а у сферы, из которой вырезаны  $n$  непересекающихся областей, Эйлерова характеристика равна  $2-n$  [71]. Поверхность «кармана» эквивалентна полусфере, соответственно ее Эйлерова характеристика равна  $+1$  [71], поэтому наличие топологического дефекта с топологическим зарядом  $+1$  коррелирует с требованиями топологии.

На рисунке 4.23 показаны этапы слияния капель, фотографии сделаны в скрещенных поляризаторах. Перед началом слияния в центральных частях капель находятся топологические дефекты с зарядом  $+1$  (обозначены цифрами 1 и 2).

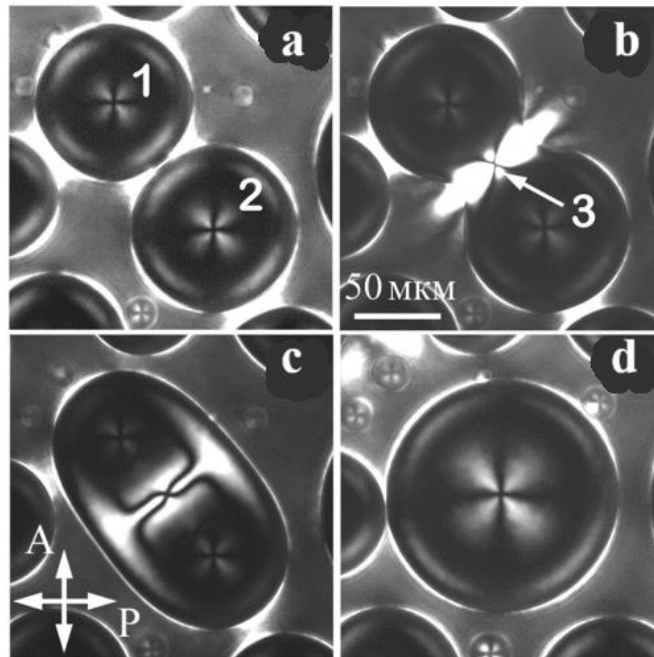


Рис. 4.23 Слияние капель изотропной фазы с образованием на начальном этапе топологического дефекта в области перешейка на поверхности капли. (а) Капли перед слиянием. (b-с) Трансформация поля директора и топологических дефектов в процессе слияния. Время после начала слияния: 0.1 с (b), 2 с (c), 26 с (d). Толщина ячейки 40 мкм. Фотографии сняты в скрещенных поляризаторах. [69]

После начала слияния в перешейке на фоне яркой вспышки виден новый топологический дефект с четырьмя лучами (дефект 3, рис. 4.23(b,c)). Дефект находится в прослойке нематика между изотропным перешейком и поверхностью ячейки. Образование топологического дефекта связано с тем, что при слиянии капли захватывают небольшое количество вещества из окружающей среды (в нашем случае – из нематической фазы). Захваченная нематическая фаза находится в так называемом «кармане» в центральной части изотропной капли возле поверхности ячейки. Возникает вопрос о топологическом заряде этого дефекта. Данный этап слияния происходит за короткое время, за которое не удается определить топологический заряд образовавшегося дефекта традиционным методом путем синхронных вращений поляризаторов. Поэтому мы использовали другой метод определения топологических зарядов дефектов. Было получено большое число пар капель с различной ориентацией линии, соединяющей их центры, относительно поляризаторов. Заключение о топологических зарядах дефектов можно сделать, сравнивая ориентацию лучей дефектов у двух пар капель, ориентированных под некоторым углом  $\alpha$  друг к другу. Если темные лучи

дефектов ориентированы одинаково в различных каплях, этот дефект имеет заряд  $S=+1$ . Если лучи повернуты на угол  $2\alpha$ , заряд такого дефекта  $S=-1$ . Эти наблюдения показывают, что топологический заряд образующегося в центре дефекта 3 равен  $-1$ . Отметим, что топологический заряд в некоторых случаях также можно определить, анализируя дальнейшее поведение дефектов (если происходит их аннигиляция с другими дефектами, заряд которых известен).

По мере увеличения ширины перешейка скорость движения границы уменьшается, и вспышка затухает (рис. 4.23(c)). С двух сторон от центрального дефекта образуются две узкие стенки (двойные темные полосы на рис. 4.23(c)). Между двумя темными полосами в стенке происходит поворот директора на  $90^\circ$ . В конечном состоянии (рис. 4.23(d)) в центре капли остается один топологический дефект с зарядом  $S=+1$ . Конфигурация (вид) образовавшейся капли такая же, как у каждой из исходных капель (рис. 4.23(a)).

Переход от состояния с тремя дефектами (рис. 4.23(c)) к состоянию с одним дефектом (рис. 4.23(d)) включает в себя сложные, нетривиальные процессы с рождением новых и аннигиляцией существующих топологических дефектов. Детали трансформации поля директора на этом этапе показаны на рисунке 4.24. После формирования перешейка в центральной части капли рождаются два точечных дефекта в направлении перпендикулярно перешейку, между дефектом 3 и дефектами 1 и 2 в центральной части исходных капель (дефекты 4 и 5, рис. 4.24 (a)). Эти дефекты более явно видны на рисунке 4.24(b). Анализ по описанной ранее процедуре показывает, что дефекты 4 и 5 имеют топологические заряды  $-1$ . Образование этих дефектов связано с тем, что нематические «карманы» в центрах исходных капель объединяются с нематической прослойкой в области перешейка.

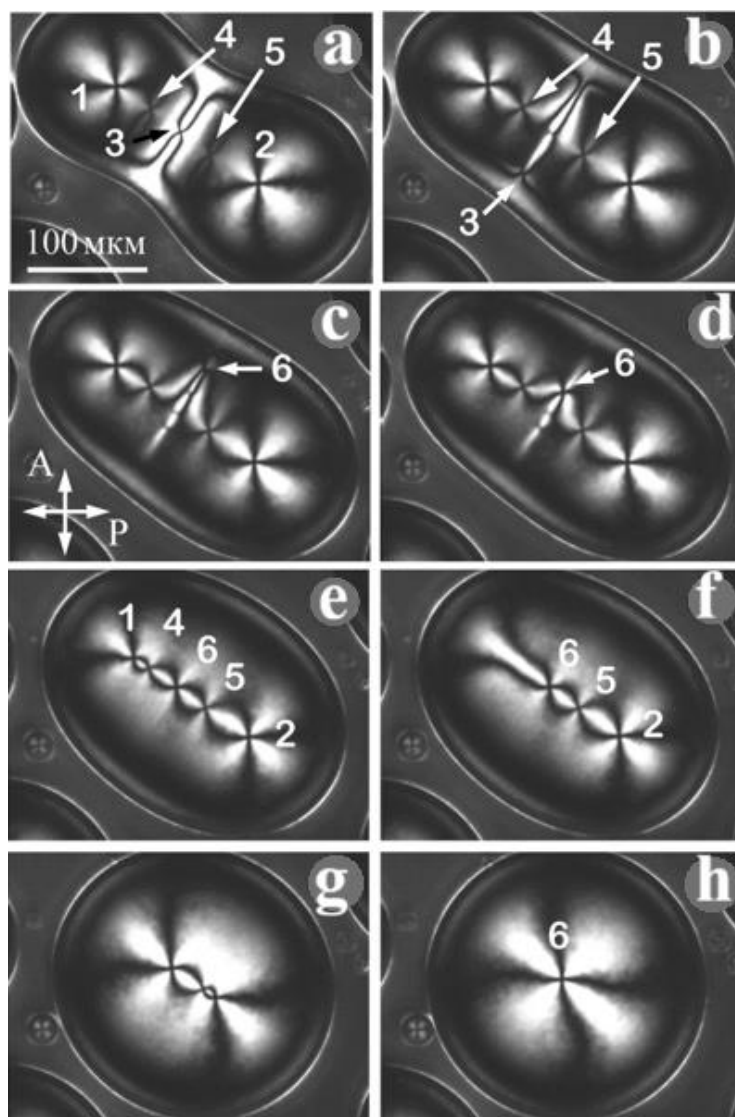


Рис. 4.24 Эволюция топологических дефектов после образования перешейка. (a) Между центральным топологическим дефектом 3 и исходными дефектами 1 и 2 образовались дефекты 4 и 5 с топологическими зарядами  $-1$ . (b) Центральный дефект 3 смещается на край перешейка. (c) У противоположного края перешейка образуется дефект 6 с зарядом  $+1$ . (d) Дефект 6 движется к центру и занимает место между двумя дефектами с зарядом  $-1$  (e). Дефекты 1 и 4 аннигилировали (f). Дефекты 2 и 5 также сближаются и аннигилируют (g). В конечном состоянии в капле находится один дефект  $+1$  (h). Толщина ячейки  $40 \mu\text{м}$ . Время после кадра (a):  $2.5 \text{ с}$  (b),  $6.5 \text{ с}$  (c),  $7 \text{ с}$  (d),  $15 \text{ с}$  (e),  $16.5 \text{ с}$  (f),  $37 \text{ с}$  (g),  $52 \text{ с}$  (h). [69]

После образования двух новых точечных дефектов с зарядом  $-1$  положение дефекта 3 (топологический заряд также  $-1$ ) между ними оказывается неустойчивым. В результате дефект 3 смещается из центральной части капли (рис. 4.24(b)). Формирование единого большого изолированного нематического «кармана» в капле происходит путем разрыва прослойки у ее краев. Разрыв в отличие от образования прослойки происходит с рождением двух топологических дефектов  $+1$  у ее краев. Один из этих дефектов аннигилирует с дефектом 3,

другой (дефект б) смещается от края к центру капли (рис. 4.24(c,d)). В результате образуется линейная цепочка дефектов (рис. 4.24(e)) с чередующимися зарядами: дефекты 1, б и 2 имеют топологический заряд +1, дефекты 4 и 5 заряд -1. Общий топологический заряд равен +1, как и должно быть у поверхности нематического «кармана» (напомним еще раз, что поверхность «кармана» топологически эквивалентна полусфере или сфере с одной удаленной областью, эйлерова характеристика такой поверхности  $\chi=1$  [71], суммарный топологический заряд дефектов на этой поверхности согласно теореме Пуанкре-Хопфа равен +1 [71]. После аннигиляции двух пар дефектов  $s=\pm 1$  (дефекты 1 и 4 и дефекты 5 и 2) в центре остается один дефект  $s=+1$  (рис. 4.24(f-h)). При всех попарных аннигиляциях топологический заряд сохраняется. Оставшийся в капле топологический дефект (дефект б) зародился в процессе коалесценции.

Таким образом, анализ на основе топологии позволяет объяснить трансформацию структуры капель, включающую рождение и аннигиляцию топологических дефектов. Кроме того, наши результаты указывают на возможность контролируемым образом создавать топологические дефекты и реализовать сложные структуры с множественными упорядоченными дефектами. Ключевым фактором, позволяющим реализовать наблюдающуюся многоступенчатую трансформацию, является наличие гибридных граничных условий в прослойке нематика между поверхностью ячейки и межфазной границей нематик – изотропная жидкость. Поскольку в нематических ЖК планарная или наклонная ориентация молекул на интерфейсе жидкий кристалл – изотропная жидкость является часто встречающейся ситуацией [5], аналогичного поведения можно ожидать для различных веществ.

## Глава 5. Динамические нестабильности с изменением топологии при слиянии и разрыве

### 5.1 Топологические переходы в тороидальных каплях

В этом разделе приведены результаты исследований образования различных типов капель и топологических переходов между каплями и тороидом. Нам удалось получать тороидальные капли следующим путём. В ячейке приготавливали большую изотропную каплю и охлаждали ее [72]. Продольный размер капли (несколько сотен микрометров) значительно превышает толщину ячейки. Большая изотропная капля образуется в результате двух процессов: непрерывного увеличения размера капли из-за плавления нематической фазы и коалесценции капель друг с другом, при которой размер капли увеличивается скачкообразно, а затем капля возвращается к равновесной круглой форме [73]. Между верхней частью изотропной капли и поверхностью ячейки образуется нематическая пленка с топологическими дефектами на границе раздела между изотропной каплей и нематической пленкой. В результате последовательности преобразований, включая аннигиляцию пар дефектов  $+1$  и  $-1$ , представленную в главе 4.1, можно получить большую каплю с нематическим карманом между верхней границей изотропной капли и границей ячейки (рис. 5.1(a)). Высота капли в центральной части меньше толщины ячейки. На границе кармана существует точечный топологический дефект (буджум). Для поля директора реализуются гибридные граничные условия: поле наклонено с азимутальным вырождением на границе раздела нематик-изотропная жидкость (коническое сцепление), с углом наклона около  $55\text{--}60$  градусов и перпендикулярно поверхности стеклянной пластины. Сцепление сильное на поверхности ячейки и слабое (полярная энергия сцепления около  $5 \times 10^{-7}$  Дж  $\times$  м $^{-2}$  [67] на границе

раздела изотропная жидкость - нематик. Нематик вдали от капли имеет однородную гомеотропную ориентацию относительно плоскости ячейки. В скрещенных поляризаторах эта нематическая область выглядит темной.

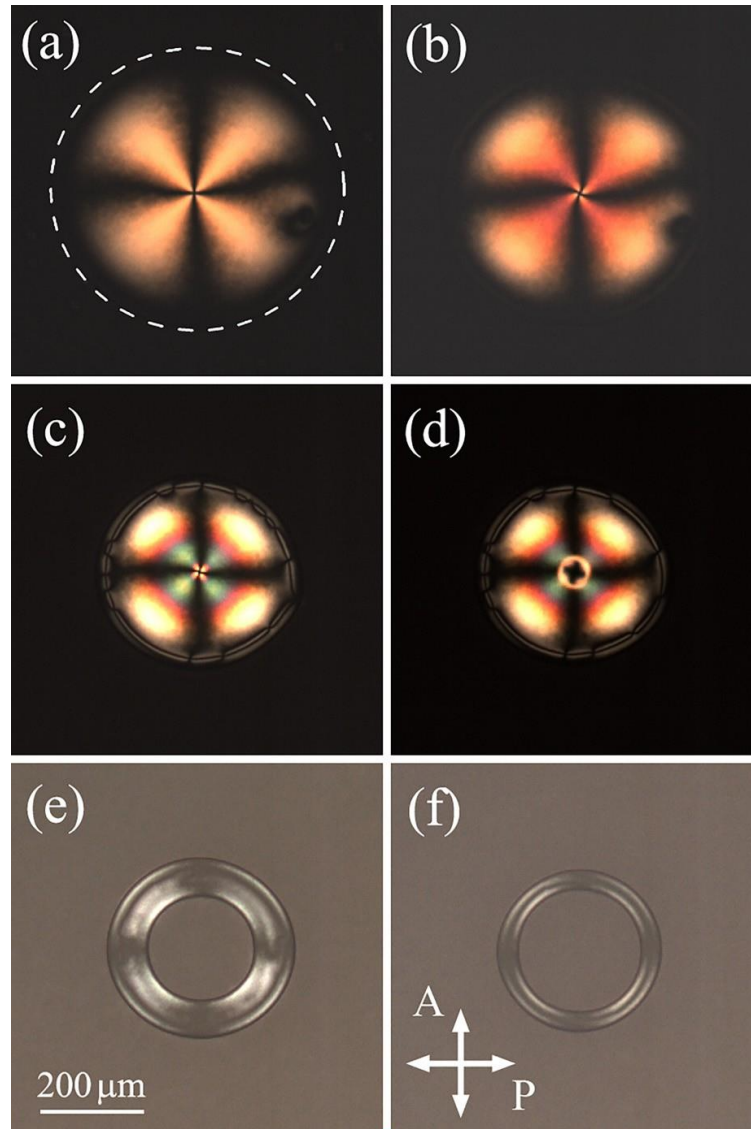


Рис. 5.1 Топологическая трансформация большой капли (а) в тороид (е) и (f). (а) Большая изотропная капля в нематической среде в плоской стеклянной ячейке. Продольный размер капли значительно превышает толщину ячейки (40 мкм). В центральной части капли существует нематический карман с топологическим дефектом (b) и (c). При охлаждении глубина кармана увеличивается. (d) На месте топологического дефекта образуется небольшое отверстие. (e) и (f) Эволюция тороидальной капли с уменьшением ширины тороидальной трубки. Изображения получены в скрещенных поляризаторах. Время после кадра (а) составляет 98 с (b), 202 с (c), 209 с (d), 222 с (e) и 280 с (f). Время экспозиции в кадрах (e) и (f) увеличено по сравнению с кадрами (a)–(d) из-за меньшей разности оптических путей. Это приводит к увеличению яркости нематической области. Пунктирная кривая в (а) показывает границу изотропной капли. [74]

Капля (рис 5.1(a)) топологически эквивалентна сфере с удаленной нижней частью (одна удаленная изолированная область,  $n = 1$ , капля на поверхности). Эйлера характеристика поверхности изотропной капли  $\chi = +1$ . Поверхность капли не замкнута (т.е. имеет границу). Для такой поверхности теорема Пуанкаре-Хопфа [56] также справедлива при условии, что поле директора ориентировано перпендикулярно границе между поверхностью капли и поверхностью ячейки. Это имеет место для капли на рисунке 5.1(a). Таким образом, полный топологический заряд  $S = \chi = +1$ . Текстура с четырьмя лучами соответствует топологическим дефектам с двумерным топологическим зарядом  $|S| = 1$ . Наблюдения капель с вращающимися поляризаторами показывают, что топологический заряд таких дефектов равен  $+1$  в соответствии с Эйлеровой характеристикой. Естественный способ превращения изотропной капли в нематическую при охлаждении — это непрерывное уменьшение размера капли за счет перехода изотропной фазы в нематическую. Рисунок 5.1(b–f) демонстрирует превращение капли в тороид. В этом процессе толщина нематического слоя между границей ячейки и изотропной каплей увеличивается (рис. 5.1(b и c)), и вблизи центра дефекта образуется глубокая полость («колодец») нематической фазы (рис. 5.1(b,c)). Нижняя часть глубокого кармана соприкасается с нижней поверхностью ячейки (рис. 5.1(d)), топологический дефект исчезает, и образуется тороидальная капля (рис. 5.1(e) и (f)). Таким образом, реализован топологический переход от капли с Эйлеровой характеристикой  $\chi = 1$  к простому тороиду  $\chi = 0$ . Дальнейшая трансформация тороидальных капель будет рассмотрена позже.

Измерены геометрические параметры тороида в зависимости от времени. На рисунке 5.2(a) показана временная зависимость внешнего радиуса  $R_1$  и внутреннего радиуса  $R_2$  тороида.  $R_1$  непрерывно уменьшается примерно с одинаковой скоростью.  $R_2$  демонстрирует два этапа с различной временной зависимостью: резкое увеличение размера отверстия  $R_2$  на первом этапе и медленное увеличение на втором этапе. На первом этапе толщина тороида неравномерна (рис. 5.1(d)) и увеличивается от центра тороида к периферии. Быстрое изменение формы капли сопровождается течением материала в

плоскости ячейки. На этом этапе  $R_2$  увеличивается главным образом за счет перемещения изотропной фазы во внешнюю часть тороида до тех пор, пока толщина тороида не станет равной зазору ячейки  $h$ .

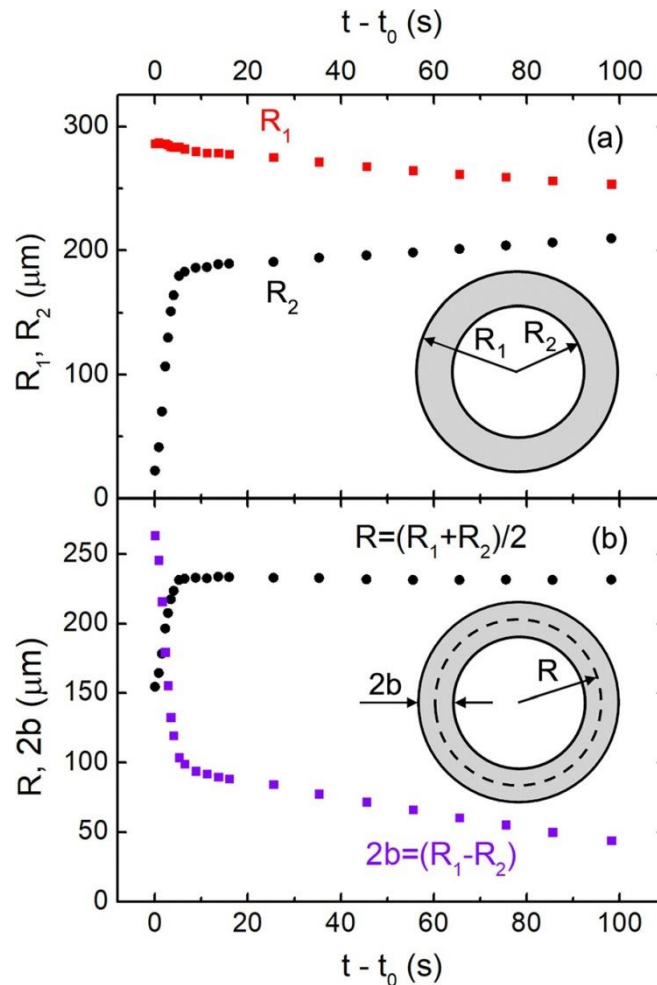


Рис. 5.2 (а) Зависимость больших радиусов  $R_1$  и малых радиусов  $R_2$  тороидальной трубки от времени после формирования тороида. Наблюдались два типа зависимостей  $R_2$ : высокая скорость в начале и низкая скорость, когда толщина тороида приблизилась к зазору ячейки. (б) Зависимость среднего радиуса  $R = (R_1 + R_2)/2$  и ширины  $2b = (R_1 - R_2)$  тороида от времени. На вставках схематически показаны характерные размеры тороида. [74]

В течение этого короткого этапа изменение объема тороида незначительно. Второй этап с медленным увеличением  $R_2$  (рис. 5.2(а)) начинается, когда толщина тороида остается почти однородной (рис. 5.1(е)). Дальнейшее увеличение  $R_2$  и уменьшение  $R_1$  происходит главным образом из-за фазового перехода изотропного материала в нематик и уменьшения объема тороида (рис. 5.1(е) и (ф)). Ширина трубки  $2b = (R_1 - R_2)$  в плоскости ячейки остается больше  $h$ , но непрерывно уменьшается со временем. Центральный радиус кольца тороидальной

окружности  $R = (R_1 + R_2)/2$  в этом процессе остается приблизительно одинаковым (рис. 5.2(b)).

Далее из-за неустойчивости Рэля-Плато наблюдался распад тороида на капли, с двумя особенностями. Первая особенность связана с анизотропией жидкокристаллической среды. На рисунке 5.3 показан распад тороида на отдельные капли (рис. 5.3d). Распад сопровождается яркими вспышками (рис. 5.3(b),(c)), которые возникают в результате отклонения нематического директора от гомеотропной ориентации из-за течения материала и появления компоненты директора в плоскости ячейки [75]. Эти вспышки быстро исчезают, когда директор восстанавливает гомеотропную ориентацию. Разрыв может происходить в нескольких местах тороида и приводит к образованию нескольких капель (рис. 5.3(d)). Тороид становится неоднородным перед разрывом (рис. 5.4(a)). Яркие вспышки видны между двумя изогнутыми каплями (рис. 5.4(b)), где скорость движения границы раздела нематик – изотропная жидкость особенно велика. При охлаждении крупные капли, соприкасающиеся с двумя поверхностями ячейки (рис. 5.4(c),  $\chi = S = 0$ ), превращаются в мелкие капли с точечным топологическим зарядом  $+1$  (рис. 5.4(d),  $\chi = S = +1$ ).

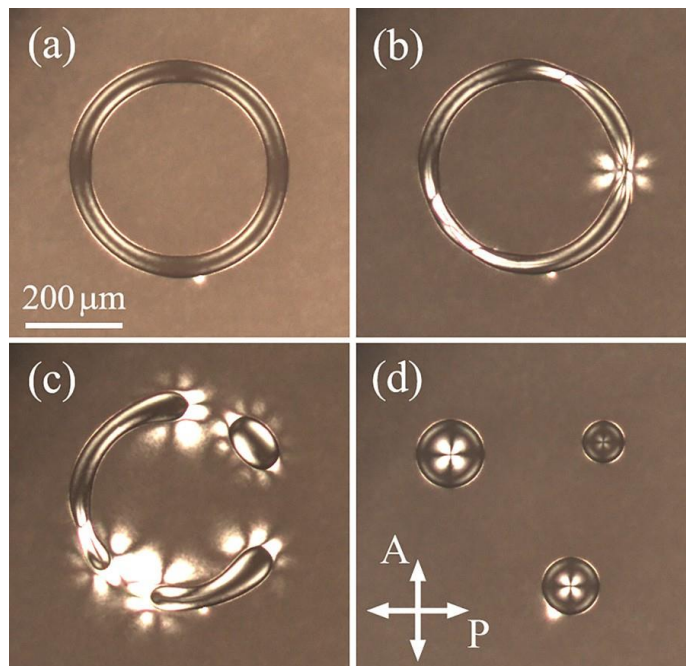


Рис. 5.3 Распад тороидальной капли на несколько мелких капель. Яркие вспышки в проходящем свете возникают из-за переориентации нематического директора. Изображения получены с помощью скрещенных поляризаторов. Время после кадра (a) составляет 15 с (b), 24 с (c) и 42 с (d). [74]

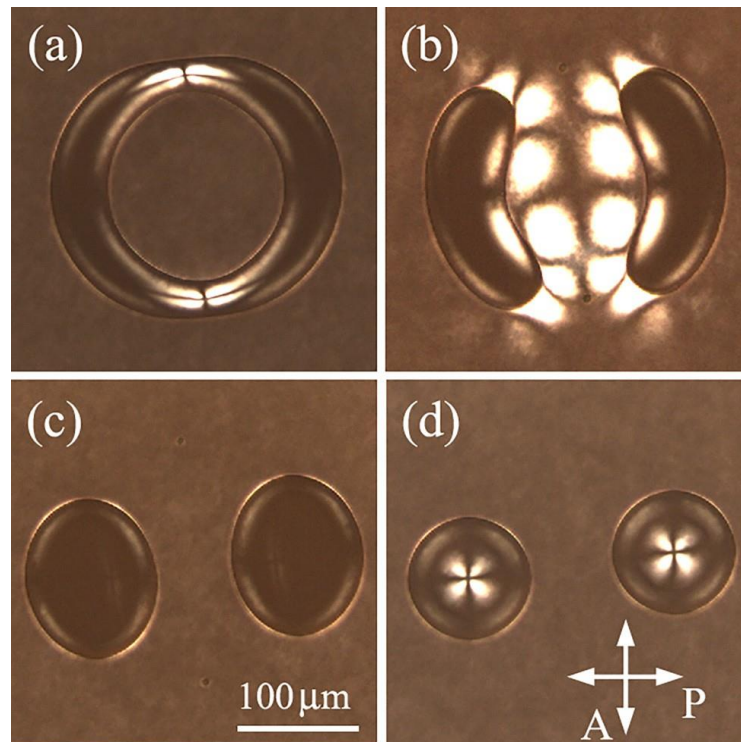


Рис. 5.4 Распад тороидальной капли (а) при охлаждении на две большие, односвязные капли, соприкасающиеся с двумя поверхностями ячейки (с), и последующее превращение в две маленькие капли (d). Большие вспышки на (b) возникают из-за переориентации директора, вызванной течением нематического материала. [74]

Вторая важная особенность связана с динамической реализацией неустойчивости Рэля-Плато. Классическая неустойчивость Рэля-Плато с распадом жидких струй или тонких полос сопровождается образованием более мелких капель-сателлитов [51,76,77-80]. Это нетривиальное явление широко изучается как экспериментально, так и теоретически. В экспериментах при распаде тороида получены не только крупные фиксированные капли (рис. 5.3 и 5.4), но и мелкие микрокапли-сателлиты в месте распада (рис. 5.5). Образование сателлитных капель систематически наблюдалось при распаде тороидов. В эксперименте мы наблюдали яркие вспышки, обусловленные переориентацией материала и последующим образованием сателлитных капель (рис. 5.5(b-d)).

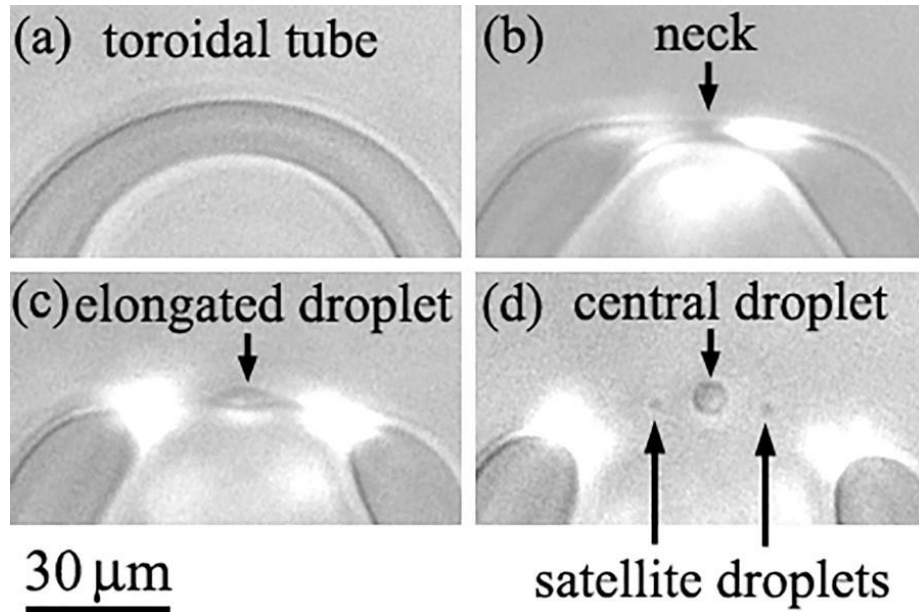


Рис. 5.5 Эволюция области тороида изотропной фазы, где происходит распад. (а) Самая тонкая часть тороидальной трубки. (б) В трубке возникает нестабильность, приводящая к образованию более тонкого перешейка. (с) Образуется вытянутая капля. (д) В результате распада образуется центральная капля и более мелкие сателлитные капли. Диаметр сателлитных капель составляет 1,5–2 мкм, диаметр центральной капли — около 7 мкм.  $h = 20$  мкм. Изображения получены с помощью скрещенных поляризаторов. Время после кадра (а) составляет 1,6 с (б), 1,9 с (с), 2,2 с (д). [74]

Кроме того, на поверхности сателлитных капель появляются топологические дефекты [20]. Со временем сателлитные капли переходят в нематическую фазу. Экспериментальное исследование является первым наблюдением неустойчивости Рэлея–Плато изотропных тороидов в жидкокристаллической среде, сопровождающейся образованием сателлитных капель.

В эксперименте помимо прямого перехода от капли с  $\chi = 1$  к простому тороиду ( $\chi = 0$ , рис. 5.1(f)), нами была реализована серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики от капли, соединяющей две поверхности ячейки, к тороидальной капле с одной ручкой, затем к тороидальной капле с двумя ручками и одним топологическим дефектом  $-1$  между ними, и затем снова к тороидальной капле с одной ручкой ( $\chi = +1 \rightarrow \chi = 0 \rightarrow \chi = -1 \rightarrow \chi = 0$ ). Такой сложный путь, включающий конфигурации с существенно различными структурами, с отрицательной Эйлеровой характеристикой  $\chi = -1$  ранее не наблюдался. В эксперименте, представленном на рисунке 5.6, этот сценарий был

реализован, когда переход к тороиду происходит из капли с замкнутой круговой цепочкой («ожерельем») и несколькими дефектами в центре, число которых нечетное (рис. 5.6(a)). На рисунке 5.6(a) в замкнутой цепочке («ожерелье») общее число дефектов  $+1$  и  $-1$  составляет 12.

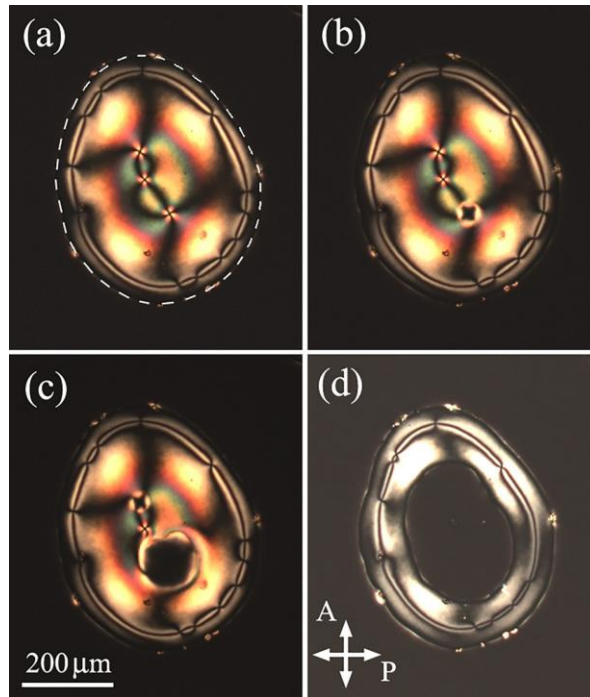


Рис. 5.6 Формирование тороида изотропной жидкости при охлаждении (d) через состояние с отрицательной эйлеровой характеристикой (c). (a) Изотропная капля с нематическим слоем на поверхности. В центре видны три топологических дефекта (топологические заряды  $+1$ ,  $-1$  и  $+1$ ), а на периферии капли существует замкнутая цепочка дефектов. (b) В одном из топологических дефектов  $+1$  появляется область нематической фазы, которая распространяется по всей толщине образца. (c) В другом дефекте  $+1$  появляется область нематической фазы. Капля становится тороидом с двумя ручками. В центральной части остается один дефект  $-1$ . (d) Два отверстия сливаются, и образуется изотропный тороид с одной ручкой. Пунктирная кривая на (a) показывает границу изотропной капли. Ориентации поляризаторов показаны на (d). Толщина ячейки  $h$  составляет около 50 мкм. [74]

В центральной части капли существуют три топологических дефекта: два дефекта с зарядом  $s = +1$  (верхний и нижний дефекты) и один дефект с зарядом  $s = -1$  (центральный дефект). Таким образом, полный топологический заряд дефектов  $S = +1$ . Мы наблюдали необычный процесс исчезновения дефектов. При охлаждении вместо одного из дефектов  $s = +1$  образуется отверстие (рис. 5.6(b)). В этом месте нематическая фаза распространяется на всю толщину образца. Капля становится тороидом, контактирующим с одной поверхностью ячейки, с одной ручкой и Эйлеровой характеристикой  $\chi = 0$ . Затем в другом дефекте  $s = +1$

появляется отверстие (рис. 5.6(с)). Мы не наблюдали образования отверстий в дефектах  $-1$ . Капля становится тороидом с двумя ручками. Согласно топологическому правилу  $\chi = 2 - 2g$ , где  $g$  – количество «ручек», трехмерный тороид с двойной ручкой ( $g = 2$ ) имеет Эйлерову характеристику  $\chi = -2$  и  $S = -2$ . В этом тороиде с двойной ручкой два дефекта  $s = -1$  локализованы в областях отрицательной кривизны. В нашем случае (рис. 5.6(с)) в тороиде с двумя ручками, находящемся на поверхности ячейки ( $\chi = -1$ ) между двумя отверстиями остается только один дефект  $-1$ . Такие объекты ранее не наблюдались в жидких кристаллах, и теорема Пуанкаре-Хопфа к таким объектам не применялась.

Эйлерову характеристику можно рассчитать, используя ее определение через клеточный комплекс как  $\chi = a_0 - a_1 + a_2$  [81], где  $a_0$ ,  $a_1$  и  $a_2$  – число элементов клеточного комплекса, отражающих его структуру по размерностям. Используя это уравнение, мы можем определить  $\chi$  для капель с отверстиями. Для простоты мы можем непрерывно трансформировать (сплющить) поверхность капли с двумя ручками в плоскую фигуру на плоскости (рис. 5.7(а), диск с двумя отверстиями («очки»)). Это не изменит ее Эйлерову характеристику.

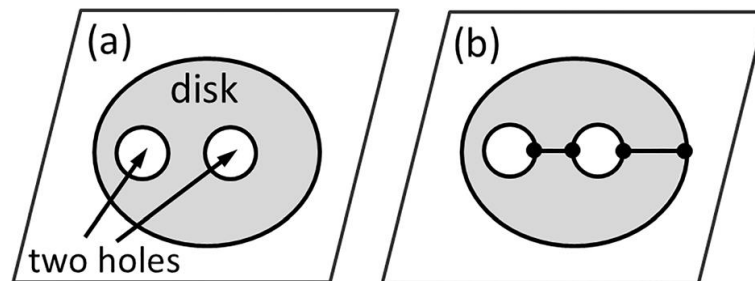


Рис. 5.7 Поверхность капли с двумя ручками (рис. 5.3.3(d) и 5.3.5(с)) может быть непрерывно преобразована в плоскую фигуру ((а), диск с двумя отверстиями («очки»)). Это не изменит ее Эйлерову характеристику. Клеточный комплекс (b) содержит четыре точки (0D (нульмерные) ячейки), шесть линий (1D ячейки и одну 2D ячейку. Эйлерова характеристика равна  $-1$ .

Диск с двумя отверстиями можно представить, как комплекс ячеек из четырех точек (0D-ячейки), шести линий (1D-ячейки) и одной 2D-ячейки (рис. 5.7(b)). Таким образом, Эйлерова характеристика равна  $-1$ . Эйлерова характеристика инвариантна и не зависит от выбора клеточного комплекса. Каждое новое отверстие добавляет к комплексу две точки и три линии. Это

уравнение объясняет наши экспериментальные результаты для простой капли (рис. 5.1(a) и 5.6(a),  $g = 0$ ,  $S = \chi = +1$ ), простого тороида (рис. 5.1(d) и 5.6(b),  $g = 1$ ,  $S = \chi = 0$ ) и тороида с двойной ручкой (рис. 5.6(c),  $g = 2$ ,  $S = \chi = -1$ ). Со временем (рис. 5.6(c)) два растущих нематических отверстия сливаются друг с другом и поглощают оставшийся дефект  $-1$ . Остается одно отверстие, и капля превращается в тороид с одной ручкой (рис. 5.6(d)) с  $\chi = 0$  и  $S = 0$ , как тороид на рисунке 5.1(d), но с замкнутой цепочкой дефектов ( $S = 0$ ) по периферии капли.

Тороидальная форма метастабильна из-за своей неминимальной поверхности. Нестабильность может быть реализована двумя различными способами в зависимости от соотношения сторон  $R/a$ , где  $a$  – радиус тороидальной трубки [82,83]. При малом  $R/a$  тороид может сжиматься в сферическую каплю, тогда как при большом  $R/a$  происходит разрушение тороида из-за неустойчивости Рэлея-Плато [51]. Мы наблюдали превращение тороида в простую изотропную каплю при нагревании (рис. 5.8). Нематический материал в центре тороида переходит в жидкую фазу, и размер капли увеличивается. Образуется большая изотропная капля, соприкасающаяся с двумя поверхностями, без топологических дефектов ( $\chi = 2 - n$ , где  $n = 2$ ).

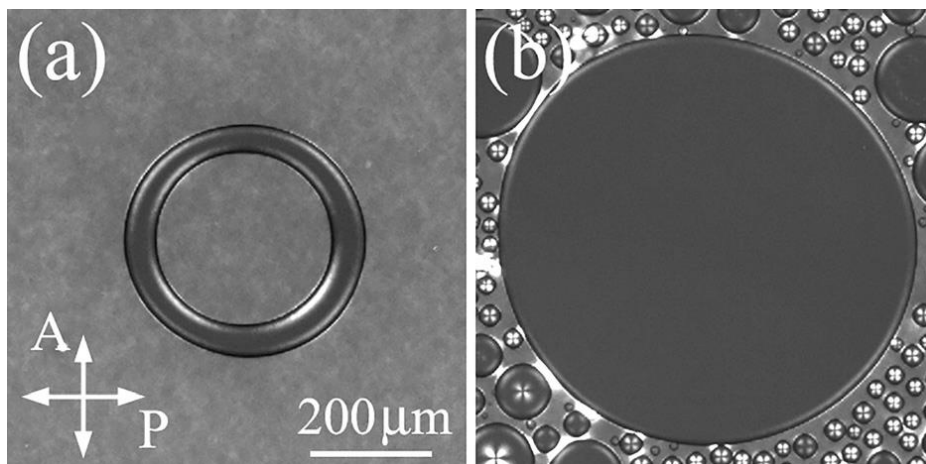


Рис. 5.8 Образование большой изотропной капли (b) из тороида (a) в нематической среде при нагревании. Центральное нематическое отверстие уменьшается и исчезает. Также образуются малые изотропные капли (b). [74]

Таким образом, были исследованы топологические переходы с изменением Эйлеровой характеристики и распад тороидальных капель из-за неустойчивости Рэлея–Плато.

## 5.2 Разрыв тонких прослоек нематика

В разделе приведены результаты исследований тонких изотропных прослоек жидкости между областями нематического жидкого кристалла. Тонкая изотропная прослойка получалась следующим образом. Ячейка с жидким кристаллом нагревалась выше двухфазной области нематик – изотропная жидкость. Затем образец медленно охлаждался, в нем зарождались и росли участки нематика. При температуре вблизи перехода всего образца в нематическую фазу могли образовываться тонкие изотропные прослойки почти линейного вида (рис. 5.9), которые разделяли нематические области.

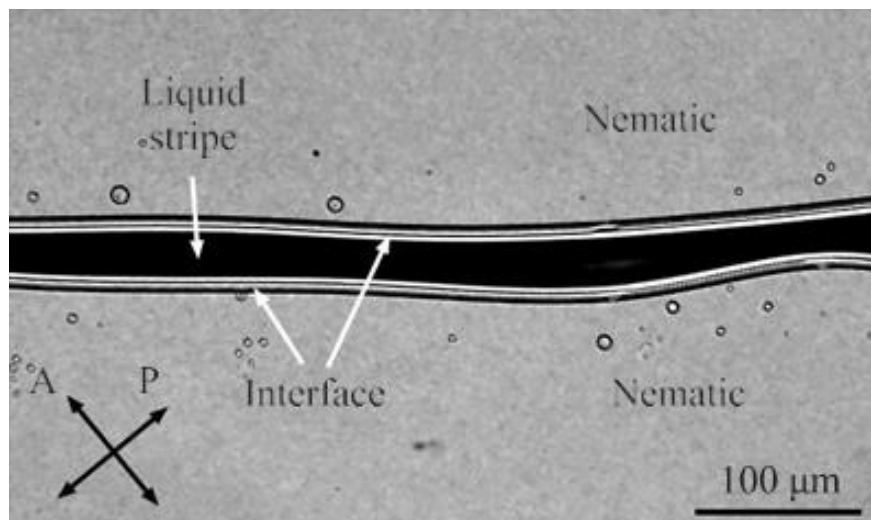


Рис. 5.9 Жидкая прослойка в низкотемпературной части двухфазной области разделяет два участка нематической фазы. Большая часть материала перешла в нематическую фазу. Толщина ячейки  $h = 20$  мкм. [53]

В прослойке между нематическими областями (рис. 5.9) можно выделить три участка, ясно видимых при наблюдении в скрещенных поляризаторах: центральная темная часть (изотропная жидкость) и две светлые полосы по краям – два мениска, разделяющих изотропную жидкость и нематик. Если мениски не соприкасаются, ширина прослойки может изменяться при изменении температуры или при движении материала в ячейке. Когда мениски касаются, форма продолговатой прослойки становится нестабильной (нестабильность Релея-Плато). Ширина ее локально начинает уменьшаться, и она разрывается на границах узкой и широкой частей прослойки.

На рисунке 5.10 (a) показана прослойка непосредственно перед моментом соединения менисков. Кадры на рисунке 5.10 (b–d) демонстрируют утоньшение прослойки с образованием тонкого мостика. Процесс утоньшения становится необратимым. Вначале утоньшение происходит с явно выраженным минимумом, локализованным в месте, где мениски соединяются. Затем по бокам скорость утоньшения увеличивается с образованием тонкого мостика примерно одинаковой ширины (рис. 5.10 (d)) между широкими частями прослойки, ширины которых изменяются мало. Они несколько увеличиваются за счет перемещения материала из центральной части.

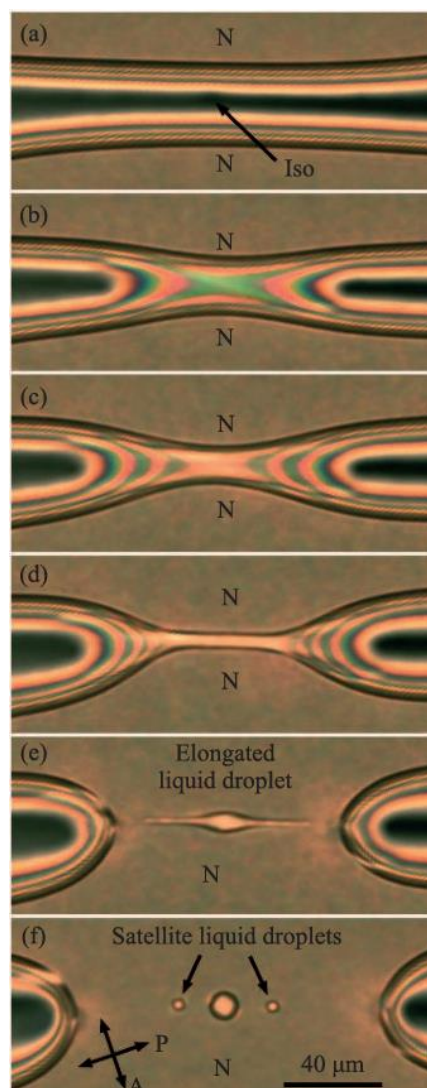


Рис. 5.10 Область прослойки, где происходит ее разрушение. (a) – Ширина прослойки больше чем суммарная ширина двух менисков. (b)–(d) – Образование мостика почти одинаковой ширины. (e), (f) – Фрагментация мостика с образованием сателлитных капель. Времена после фото (a): 11.42 с (b), 12.0 с (c), 12.41 с (d), 12.7 с (e), 13.06 с (f).  $h = 40$  мкм. [53]

После того как образуется мостик почти постоянной ширины, процесс утоньшения изменяется (рис. 5.10(d–f)). Вначале мы обсудим разрывы и более подробно особенности разрыва, которые при образовании сателлитных капель ранее не наблюдались, а затем динамику утоньшения. Мостик на рисунке 5.10(d) почти постоянной ширины, как и перешеек в начальном состоянии, однако теперь его ширина существенно меньше, что может инициировать неустойчивость типа Рэлея–Плато. Неустойчивость тонкого мостика возникает, когда отношение длины мостика  $l$  к его полуширине  $r_0$  становится  $l/r_0 \sim 10$ , на длине укладывается рэлеевская длина волны  $\lambda_R \approx 9r_0$ . Неустойчивость с модуляцией ширины происходит так, что минимумы ширины образуются по краям мостика, максимум в центре. Мостик разрывается в двух местах на его краях (рис. 5.10 (e)). На рисунке 5.11 схематически показана правая часть интерфейса до разрыва мостика (рис. 5.11 (a)) и непосредственно после разрыва (рис. 5.11 (b)).

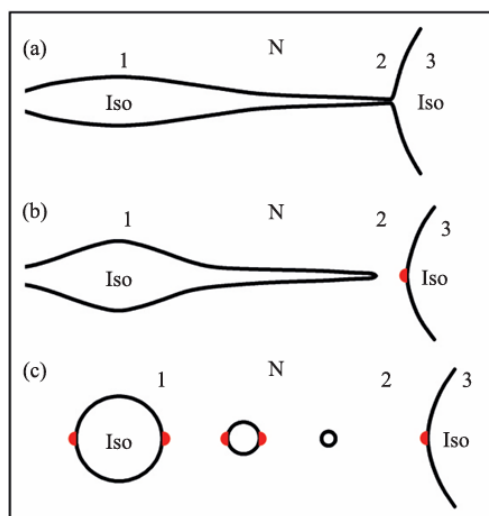


Рис. 5.11 Схематическое изображение мостика до разрыва (a), после первого разрыва (b) и сателлитных капель после каскада разрывов (c). Красными точками показаны топологические дефекты. [53]

Непосредственно перед разрывом увеличение кривизны на двух боковых краях мостика ведет к сингулярности в его форме (область (2) на рис. 5.11 (a)) [84]. В результате разрыва в середине образуется продолговатая капля с протяженными концами (рис. 5.10 (e), 5.11 (b)). Однако эта капля, как правило, не успевает релаксировать к круглой форме. Два вторичных разрыва происходят с

двух сторон в вытянутых продолговатых участках капли. В результате образуются еще две меньшие боковые сателлитные капли (рис. 5.10 (f)). Самоподобные разрывы могут продолжаться и далее. Разрешение оптического микроскопа не позволяет проследить разрывы и образование очень мелких капель. Наименьшие наблюдаемые нами капли имели диаметр порядка 1 мкм. Разрыв мостика с формированием сателлитных капель из-за неустойчивости Релея-Плато подобен разрыву цилиндрической струи жидкости на отдельные не связанные фрагменты – капли [85-87], разрыву перешейка между твердыми пластинками или каплями [24,76,88].

Обнаружено образование топологических дефектов на поверхности сателлитных капель при разрыве мостика. Дефекты образуются из-за переориентации молекул жидкого кристалла, вблизи разрыва. Дефекты могут быть визуализированы при наблюдении в скрещенных поляризаторах. Рисунок 5.12(с-е) демонстрирует разрыв прослойки изотропной жидкости. Дефекты видны на границе интерфейса с двух сторон расширяющегося участка нематической фазы. Деформация распространяется вглубь мениска. Число и размер образующихся капель могли отличаться от эксперимента к эксперименту. На рисунке 5.12(d,e) приведены фотографии центральной капли и сателлитных капель для случаев образования небольшого и большого числа сателлитных капель. Часть сателлитных капель имеют больший размер, чем на рисунке 5.12(с). Топологические дефекты (рис. 5.12(d,e)) хорошо видны как на границе центральной капли, так и больших сателлитных капель. Топологические дефекты в центральной и сателлитных каплях, насколько известно, ранее не наблюдались.

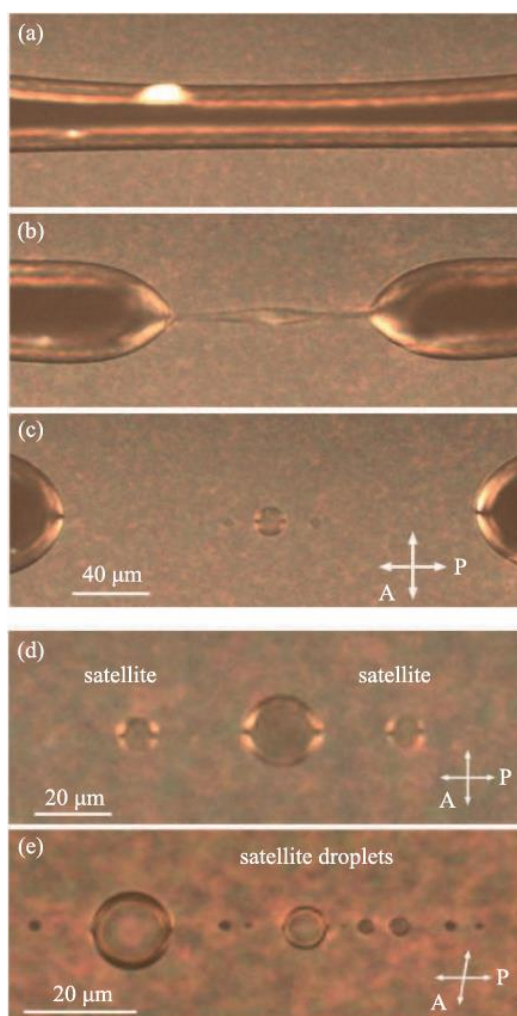


Рис. 5.12 Этапы трансформации полоски изотропной фазы (a)–(c): (a) – узкая прослойка, (b) – мостик неоднородной толщины перед разрывом, (c) – капли после каскада разрывов. Поляризатор и анализатор скрещены, ориентация поляризатора параллельна директору нематика вдали от участков изотропной фазы. Кадры (b) и (c) сняты через 15.5 с и 16.04 с после кадра (a). На кадре (c) видны дефекты на границах изотропных областей. На (d), (e) показаны результаты разрывов с более крупными по сравнению с фото (c) центральной каплей и сателлитными каплями. (e) – Может происходить каскад разрывов с образованием большого числа сателлитных капель. [53]

Существование топологических дефектов на границе капель связано с ориентацией молекул жидкого кристалла на границе нематик–изотропная жидкость. Согласно теореме Пуанкаре–Хопфа [5] на сферической поверхности с планарной ориентацией поля молекулярного упорядочения должны существовать топологические дефекты с суммарным топологическим зарядом  $+2$ . Это могут быть четыре дефекта с топологическими зарядами  $s = +1/2$  каждый (рис. 5.13(a)) или два топологических дефекта с зарядами  $s = +1$  (рис. 5.13(b)) [91]. То же справедливо для поля молекулярного упорядочения на поверхности шара с

планарными граничными условиями. В случае, когда капли находятся на поверхности, могут существовать два дефекта, представляющие собой половину дефектов с зарядом  $s = +1$  каждый (рис. 5.13(c), планарные граничные условия на плоской поверхности) или один дефект с зарядом  $s = +1$  (рис. 5.13(d), гомеотропные граничные условия на плоской поверхности). На границе нематик–изотропная жидкость в E7 реализуются конические граничные условия [50,66]. В нашем случае наблюдаются два топологических дефекта на полюсах капель. Проекция директора на границу раздела соответствует топологическому дефекту  $s = +1$  для сферической капли и половине дефекта  $s = +1$  для полусферической капли на плоской поверхности. В эксперименте разрывы и образование дефектов происходят последовательно в узких частях продолговатых капель. Топологические дефекты существуют в центральной и в сателлитных каплях, например, в каплях на рисунке 5.12(d,e). Таким образом, последовательно (каскадно) образуются не только капли, но и топологические дефекты.

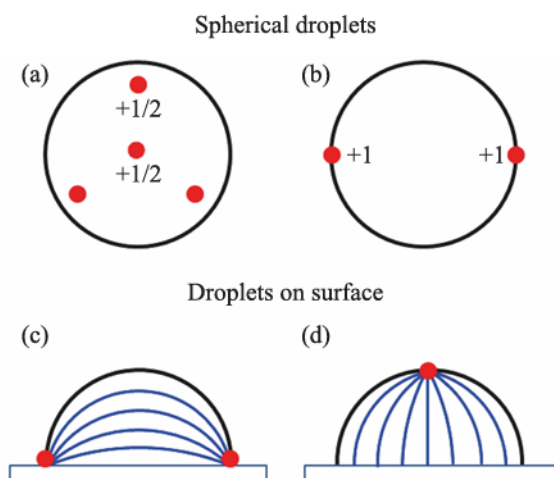


Рис. 5.13 Схематическое изображение сферических капель в нематическом жидком кристалле (a), (b) и полусферических капель на плоской поверхности (c), (d). На поверхности сферических капель расположены четыре топологических дефекта с зарядами  $s = +1/2$  в вершинах тетраэдра (a) или два топологических дефекта с зарядами  $s = +1$  на полюсах капли (b). (c) – Два дефекта у полусферической капли на плоской поверхности. Каждый дефект соответствует половине дефекта  $s = +1$ ; планарные граничные условия на плоской поверхности. (d) – Дефект  $s = +1$  у полусферической капли при гомеотропных граничных условиях на плоской поверхности. Синими линиями показана ориентация директора на поверхности капель. [53]

Результаты описания динамики утоньшения жидкого перешейка между областями нематика представлены на рисунке 5.14, где приведена временная

зависимость ширины перешейка (в центре, сбоку и при образовании центральной капли).

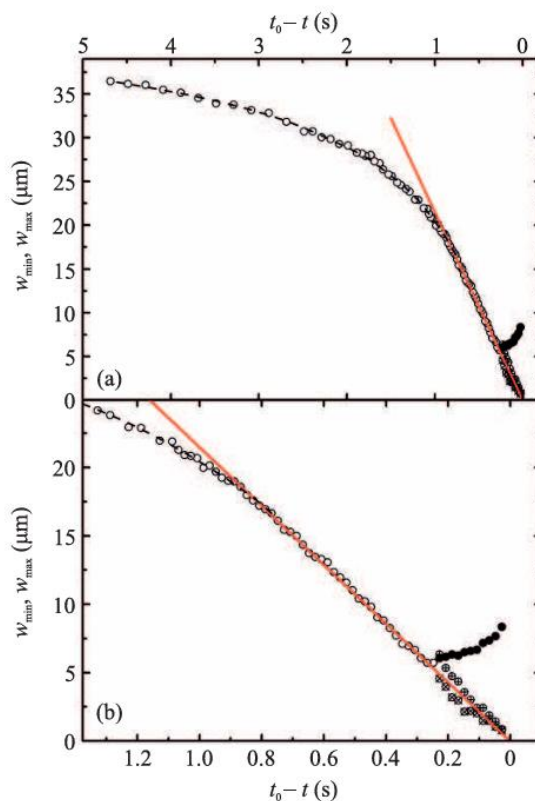


Рис. 5.14 Зависимость минимальной ширины мостика  $w_{min}$  (полые и крестообразные символы) и максимальной ширины  $w_{max}$  при образовании капли (сплошные символы) от времени разрыва мостика. Полые и сплошные символы соответствуют ширине в центре мостика, крестики – ширины на двух сторонах от центра на конечной стадии утоньшения. (b) – Данные в увеличенном масштабе.  $h = 40$  мкм [53]

Полые кружки на рисунке 5.14(a) – минимальная ширина прослойки  $w_{min}$  в центре и в двух локальных минимумах мостика вблизи его концов на конечном этапе разрыва (кружки с крестиками). Сплошными кружками показана ширина мостика в центре  $w_{max}$ , когда его ширина начинает увеличиваться с последующим образованием капли. На рисунке 5.14(b) приведены данные в увеличенном масштабе. Величины  $w_{min}$  в двух локальных минимумах несколько отличаются (кружки с крестиками) из-за некоторой асимметрии формы модулированного мостика. Временная зависимость минимального радиуса  $r_{min}$  струи или мостика между каплями различна в случаях, когда доминируют инерция или вязкость [51, 90]. В обоих случаях перешеек разрывается за конечное время. В инерционном режиме (число Онезорге мало) из соотношения подобия

следует  $r_{min} = A_I \left(\frac{\gamma}{\rho}\right)^{1/3} (t_b - t)^{2/3}$ , где  $t_b$  – момент разрыва,  $A_I$  – безразмерный коэффициент,  $A_I \approx 0,7$  [51]. Величина коэффициента  $A_I$ , полученная в численных расчетах, порядка 0,5–0,7 [86,90,92]. В случае, когда доминирует вязкость (число Онезорге большое), степенная зависимость линейная  $r_{min} = A\gamma/\mu(t_b - t)$  [93,94]. Эксперименты подтвердили линейную зависимость при разрыве [52,95]. Для случая равенства вязкости внутренней и внешней жидкости  $A \approx 0,034$  [84,85,96]. Используя для  $A$  эту величину, из наших данных (рис.5.14) следует, что капиллярная скорость  $V_c \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$  м/с. Капиллярную скорость можно оценить из величин поверхностного натяжения и вязкости [57,92,97]. Такой подход дает  $V_c \approx 5 \cdot 10^{-4}$  м/с. Учитывая, что вязкость жидкого кристалла анизотропна (в пренебрежении сжимаемостью жидкого кристалла имеются три различных коэффициента вязкости), и что использованная теория не учитывает ориентирующего действия поверхностей ячейки, можно считать согласие величин приемлемым.

Таким образом, исследован разрыв тонких изотропных прослоек жидкости между областями нематического жидкого кристалла. Прослойки формировались в двухфазной области при переходе изотропной жидкости в нематик. Обнаружено образование топологических дефектов на границе раздела между двумя фазами и вблизи поверхности сателлитных капель, образующихся при каскадном разрыве прослоек. Изучена динамика, предшествующая разрыву, связанная с нестабильностью формы перешейка.

## Заключение

В рамках диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Исследованы особенности коалесценции капель жидкого кристалла в плоских оптических ячейках. Полученные экспериментальные данные позволили всесторонне описать структурные особенности процесса коалесценции капель жидкого кристалла в плоских оптических ячейках на различных стадиях их слияния. Была установлена временная зависимость ширины перешейка и анизотропии капель для разных размеров капель и толщины ячеек. На начальном этапе слияния скорость расширения перешейка не зависит от радиуса капли и толщины ячейки. В середине и в конце процесса коалесценции динамика определяется потоком Пуазейля. Для тонких ячеек характерные времена  $\tau$  на начальной, средней и релаксационной стадиях слияния, можно представить в виде универсальной зависимости от размера капель. Скорость релаксации на заключительном этапе слияния возрастает с увеличением толщины ячеек.
2. Впервые получены одномерные кольцевые цепочки дефектов с противоположными топологическими зарядами («ожерелья» из дефектов) и изучена их коллективная динамика, которую можно описать степенным законом  $N(t) = A/(t - t_0)^{\nu}$  с показателем степени  $\nu = 0,4 \pm 0,1$ . Такая степень существенно отличается от ранее полученной в многочисленных экспериментальных и теоретических работах значения  $\nu = 0,9$  для двумерных систем. Установлено, что процессы образования дефектов в цепочке и их последующая аннигиляция соответствуют топологическим предсказаниям.
3. Исследованы структура и динамика топологических дефектов в ограниченной геометрии плоских ячеек. Были обнаружены различные типы топологических дефектов на поверхности капель. На границе между нематической и изотропной фазами формируются точечные, линейные и локализованные дефекты. При

слиянии изотропных капель в нематической среде, в соответствии с законами топологии, возникают антиподы существующих дефектов. Был выполнен анализ динамики их аннигиляции с уже имеющимися дефектами. Обнаружено, что дефект в форме кольца Сатурна, существующий в малых каплях, в больших квазидвумерных каплях преобразуется в два дефекта, локализованных в мениске. Установлена универсальная степенная зависимость поведения точечных дефектов с показателем 0,5 перед их аннигиляцией, наблюдаемой на протяженном прямом мениске.

4. Обнаружены топологические дефекты, возникающие в результате каскадного разрыва слоев изотропной жидкости как на границе раздела между изотропной жидкостью и нематической фазой, так и на поверхности образующихся сателлитных капель. Исследована динамика перед разрывом, связанная с неустойчивостью формы перешейка.
5. Исследованы топологические переходы и распад тороидальных капель. Впервые наблюдалась серия топологических переходов с изменением Эйлеровой характеристики капли:  $\chi = 0$  (капля, соединяющая две поверхности ячейки)  $\rightarrow \chi = +1$  (капля, топологически эквивалентная полусфере)  $\rightarrow \chi = 0$  (тороидальная капля). Образовавшаяся изотропная тороидальная капля неустойчива по отношению к разрыву (неустойчивость Рэлея-Плато), что приводит к ее распаду на отдельные односвязные капли. Эти распады сопровождаются образованием сателлитных капель микрометрового размера.

## Список литературы

1. Klemencic, E. Topological defect enabled formation of nematic domains / E. Klemencic, P. Kurioz, S. Kralj // *Liquid Crystals*. – 2020. – Vol. 47, Iss. 4 – P. 618–625.
2. Harth, K. Topological point defects of liquid crystals in quasi-two-dimensional geometries / K. Harth, R. Stannarius // *Frontiers of Physics*. – 2020. – Vol. 8, – P. 112.
3. Fumeron, S. Introduction to topological defects: from liquid crystals to particle physics / S. Fumeron, B. Berche // *The European Physical Journal: Special Topics*. – 2023. – Vol. 232, – P. 1813-1833.
4. Bowick, M. J. The cosmological Kibble mechanism in the laboratory: string formation in liquid crystals/ M. J. Bowick, L. Chandar, E. A. Schiff // *Science*. – 1994. – Vol. 263, – P. 943–945.
5. Kleman, M. *Soft Matter Physics: An Introduction* / M. Kleman, O. D. Lavrentovich // New York: Springer. – 2003.
6. Chandrasekhar, S. The structure and energetics of defects in liquid crystals / S. Chandrasekhar, G. S. Ranganath // *Advances in Physics* – 1986 – Vol. 35, – P. 507-596.
7. Kleman, M. Topological point defects in nematic liquid crystals / M. Kleman, O.D. Lavrentovich // *Philosophical Magazine*. – 2006. – Vol. 86, – P. 4117-4137.
8. Colloquium: Disclination loops, point defects, and all that in nematic liquid crystals / G. P. Alexander, B. G. Chen, E. A. Matsumoto R. D. Kamien // *Reviews of Modern Physics* // – 2012. – Vol.84, – P. 497.
9. Synthesis and microwave dielectric properties of polyphenylene liquid crystal compounds with lateral substitution by methyl and fluorine / J. Wu, M. Liu, X. Zhou, Z.

Zhang. // *Liquid Crystals*. – 2021. – Vol. 48, Iss. 11. – P. 1581–1592.

10. Kim, M. S. Tunable dynamic topological defect pattern formation in nematic liquid crystals / M. S. Kim, F. Serra. // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8, Iss. 1. – Art. 1900991.

11. Selinger, J. W. Introduction to Topological Defects and Solitons in Liquid Crystals, Magnets and Related Materials / J.W. Selinger // Springer, 2024. – P. 213.

12. Wright, D. C. Crystalline liquids: the blue phases / D. C. Wright, N. D. Mermin // *Reviews of Modern Physics*. – 1989. – Vol. 61, Iss. 2. – P. 385–432.

13. Poulin, P. Inverted and multiple nematic emulsions / P. Poulin, D. A. Weitz // *Physical Review E*. – 1998. – Vol. 57, Iss. 1. – P. 626–637.

14. Two-dimensional nematic colloidal crystals self-assembled by topological defects / I. Musevic, M. Skarabot, U. Tkalec, M. Ravnik, // *Science*. – 2006. – Vol. 313, Iss. 5789. – P. 954–958.

15. Dolganov, P. V. Interaction and self-organization of inclusions in two-dimensional free-standing smectic films / P. V. Dolganov, P. Cluzeau, V. K. Dolganov // *Liquid Crystals Reviews*. – 2019. – Vol. 7, Iss. 1. – P. 1–29.

16. Chuang, I. Cosmology in the laboratory: defect dynamics in liquid crystals / I. Chuang, R. Durrer, N. Turok // *Science*. – 1991. – Vol. 251, Iss. 4999. – P. 1336–1342.

17. Zurek, W. H. Cosmological experiments in superfluid helium? / W. H. Zurek // *Nature*. – 1985. – Vol. 317, Iss. 6037. – P. 505–508.

18. The cosmological Kibble mechanism in the laboratory: string formation in liquid crystals / M. J. Bowick, L. Chandar, E. A Schiff, A. M. Srivastava // *Science*. – 1994. – Vol. 263, Iss. 5149. – P. 943–945.

19. Eggers, J. Coalescence of liquid drops / J. Eggers, J. R. Lister, H. A. Stone // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1999. Vol. 401, – P. 293-310.

20. Wu, M. Scaling law in liquid drop coalescence driven by surface tension // M. Wu, T. Cubaud, C. M. Ho // *Physics of Fluids*. – 2004. Vol. 16(7), – P. 51-54.
21. Paulsen, J. D. Viscous to inertial crossover in liquid drop coalescence / J. D. Paulsen, J. C. Burton, S. R. Nagel // *Physical Review Letters* – 2011. Vol. 106, – P. 114501.
22. Viscous-to-inertial crossover in the scattering of fluid droplets during collision / J. D. Paulsen, R. Carmigniani, A. Kannan et al. // *Nature Communications*. – 2014. Vol. 5, – P. 3182.
23. Droplet generation in a microfluidic flow-focusing device with hydrophobic surfaces / M. Rahman, W. Lee, A. Iyer, S. J. Williams // *Physical Fluids*. – 2019. Vol. 31, – P. 012104.
24. Defect structures and phase transitions in smectic liquid crystals observed by polarized optical microscopy / P. V. Dolganov, A. S. Zverev, K. D. Baklanova, V. K. Dolganov // *Physical Review E*. – 2021. Vol. 104, – P. 014702.
25. Beaty, E. Inertial coalescence of drops with some viscosity / E. Beaty, J. R. Lister // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2024. Vol. 984, – P. A77.
26. Eggers, J. Dynamics of Liquid Jets and Drops: From Breakup to Coalescence / J. Eggers, J. E. Sprittles, J. H. Snoeijer // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 2025. Vol. 57, – P. 61–87.
27. Chandra, N. K. Tunable self-assembly of colloidal particles in nematic liquid crystals: effects of surface anchoring and elasticity / N. K. Chandra, A. Kumar // *Soft Matter*. – 2025. Vol. 21, Iss. 17. P. 3168–3183.
28. Ориентационные структуры и оптические свойства композитов нематик–аэрогель / В.Я. Зырянов, М. Н. Крахалев, О.О. Прищепа, А.В. Шабанов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2007. Т. 86, № 6. С. 440–445.

29. Генерация и динамика дефектов в каплях нематохолестериков, инициируемые электрическим полем / Ю. И. Тимиров, О. А. Скалдин, Е. Р. Басырова, Ю. А. Лебедев // *Физика твёрдого тела*. – 2015. Т. 57, № 9. С. 1863–1868.
30. Cholesterol-induced membrane curvature in phospholipid membranes: a Monte Carlo study / A. V. Dubtsov, S. V. Pasechnik, D. V. Shmeliova et al. // *Soft Matter*. – 2018. Vol. 14, – P. 9619–9630.
31. Тороидальная конфигурация холестерика в каплях с гомеотропным сцеплением / М.Н. Крахалев, В.Ю. Рудяк, А.П. Гардымова, В.Я. Зырянов // *Письма в ЖЭТФ*. – 2019. Т. 109, № 7. С. 487–491.
32. Electric field-induced reorientation of cholesteric liquid crystal droplets with homeotropic anchoring / S. A. Shvetsov, V. Y. Rudyak, A. A. Gruzdenko, A. V. Emelyanenko // *Journal of Molecular Liquids*. – 2020. Vol. 319, – P. 114149.
33. Kim, J. Confinement twists achiral liquid crystals and causes chiral liquid crystals to twist in the opposite handedness: cases in and around sessile droplets / J. Kim, J. Jeong // *Soft Matter*. – 2024. Vol. 20, – P. 1361–1368.
34. Anchoring Screening of Defects Interaction in a Nematic Liquid Crystal / A. Bogi, P. Martinot-Lagarde, I. Dozov, M. Nobili // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. Vol. 89, No. 22. P. 225501.
35. de Gennes, P. G. *The Physics of Liquid Crystals* / P. G. de Gennes, J. Prost // 2nd ed. Oxford: Clarendon Press, 1993. XVI, 597 p.
36. Poulin, P. Inverted and multiple nematic inclusions / P. Poulin, D. A. Weitz // *Physical Review E*. – 1998. – Vol. 57, No. 5. – P. 6266–6276.
37. Volovik, G. E. The topological dynamics of defects: boojums in nematic drops / G. E. Volovik, O. D. Lavrentovich, // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1983, Vol.58 (6), – P. 1159–1166.

38. Lavrentovich, O. D. Phase Transition Altering the Symmetry of Point Topological Defects (Hedgehogs) in a Nematic Liquid Crystal / O. D. Lavrentovich, E. M. Terent'ev // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1986. – Vol. 64, Iss. 6. – P. 1237–1245.
39. Topological defects and interactions in nematic emulsions / T. C. Lubensky, D. Pettey, N. Currier, H. Stark // *Physical Review E*. –1998. –Vol. 57, Iss. 1. – P. 610–625.
40. Stark, H. Physics of colloidal dispersions in nematic liquid crystals / H. Stark // *Physics Reports*. – 2001. – Vol. 351, Iss. 6. – P. 387–474.
41. Two-dimensional nematic colloidal crystals self-assembled by topological defects / I. Muševic, M. Skarabot, U. Tkalec et al. // *Science* –2006. – Vol. 313, Iss. 5789. – P. 954–958.
42. Topological colloids / B. Senyuk, Q. Liu, S. He, et al. // *Nature*. –2013. – Vol. 493, Iss. 7431. – P. 200–205.
43. Stannarius, R. Defect interactions in anisotropic two-dimensional fluids / R. Stannarius, K. Harth // *Physical Review Letters* – 2016. – Vol. 117, Iss. 15. – P. 157801.
44. Abdullaev, A. S. Photoinduced Transformation of the Orientational Structure of a Chiral Nematic under Planar-Conical Anchoring / A. S. Abdullaev, M. N. Krakhalev, V. Y. Zyryanov // *Liquid Crystals and their Application*. – 2024. – Vol. 24, Iss. 1. – P. 90–95.
45. Munkres, J. R. Elements of algebraic topology / J.R. Munkres // Addison Wesley. – 1984. P.468.
46. Lubensky, T. C. Orientational order and vesicle shape / T. C. Lubensky, J. Prost // *Journal de Physique II (France)*. – 1992. – Vol. 2, Iss. 3. – P. 371–382.
47. Kleman, M. Soft Matter Physics: An Introduction / M. Kleman, O. D. Lavrentovich // New York: Springer, – 2003.

48. Dolganov, P. V. Formation and annihilation of topological defects at nematic – isotropic interface induced by change of droplet topology / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, V. K. Dolganov // *Liquid Crystals and their Application*. – 2025. – Vol. 25, Iss. 3. – P. 56–65.
49. The topological dynamics of defects: boojums in nematic drops / G.E. Volovik, O.D. Lavrentovich, // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1983, Vol.58 (6), – P. 1159–1166.
50. Kim, Y. K. Morphogenesis of defects and tactoids during isotropic-nematic phase transition in self-assembled lyotropic chromonic liquid crystals / Y. K. Kim, S. V. Shiyanovskii, O. D. Lavrentovich // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2013. – Vol. 25, – P. 404202.
51. Eggers, J. Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows / J. Eggers // *Reviews of Modern Physics*. – 1997. – Vol. 69, Iss 3. – P. 865–930.
52. McKinley, G. H. How to extract the Newtonian viscosity from capillary breakup measurements in a filament rheometer / G. H. McKinley, A. Tripathi // *Journal of Rheology* – 2000. –Vol. 44, Iss. 3. –P. 653–670.
53. Cascade Formation of Topological Defects and Satellite Droplets in Liquid Crystals at Dynamic Capillary Instability / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov et al. // *JETP Letters*. – 2023. – Vol. 118, Iss. 2. – P. 130–135.
54. Dynamics of capillary coalescence and breakup: Quasi-two-dimensional nematic and isotropic droplets / P. V. Dolganov, A. S. Zverev, K. D. Baklanova, V. K. Dolganov // *Physical Review E* – 2021. Vol.104, – P. 014702.
55. Eggers, J. Coalescence dynamics / J. Eggers, J. E. Sprittles and J. H. Shoeijer // *Annual Review of Fluid Mechanics* – 2025. – Vol. 57, No. 1. – P. 61-87.
56. Yokota, M. Dimensional crossover in the coalescence dynamics of viscous drops confined in between two plates / M. Yokota, K. Okumura // *Proceedings of the National*

Academy of Sciences. – 2011. – Vol. 108, – P. 6395.

57. Oswald, P. Droplet relaxation in Hele-Shaw geometry: Application to the measurement of the nematic-isotropic surface tension / P. Oswald, G. Poy // *Physical Review E*. – 2015. – Vol 92, Iss. 6. – P. 062512.

58. Hopper, R. W. Coalescence of two equal cylinders: Exact results for creeping viscous plane flow driven by capillarity / R. W. Hopper // *Journal of the American Ceramic Society (Commun.)* – 1984. – Vol. 67, – P. 262-264.

59. Dolganov, P. V. Influence of Surface on the Development and Dynamics of Droplet Coalescence in Optical Cells at the Isotropic Liquid–Liquid Crystal Phase Transition / P.V. Dolganov, N.A. Spiridenko, V.K. Dolganov // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2025. – Vol. 19, Iss. 1. – P. 8–13.

60. Faetti, S. Nematic-isotropic interface of some members of the homologous series of 4-cyano-4'-(n-alkyl)biphenyl liquid crystals / S. Faetti, V. Palleschi // *Physical Review A*. –1984. Vol. 30, Iss. 6. – P. 3241–3247.

61. Oswald, P. Nematic and Cholesteric Liquid Crystals: Concepts and Physical Properties Illustrated by Experiments / P. Oswald, P. Pieranski // Taylor & Francis. – 2005. – P. 648 c.

62. Lavrentovich, O. D. Looking at the world through liquid crystal glasses / O. D. Lavrentovich // *Contemporary Mathematics*. – 2012. – Vol. 577, – P. 25-45.

63. Annihilation rate and scaling in two-dimensional system of charged particles / W. G. Jang, V. V. Ginzburg, C. D. Muzny, N. A. Clark // *Physical Review E*. – 1995. – Vol. 51, – P. 411.

64. Residori Umbilical defect dynamics in an inhomogeneous nematic liquid crystal layer / V. Zambra, M. G. Clerc, R. Barboza, U. Bortolozzo, S. // *Physical Review E*. – 2020. – Vol. 101, Iss. 6. – P. 62704.

65. Experimental study of the coarsening dynamics of  $+1$  and  $-1$  disclinations / T. Nagaya, H. Hotta, H. Orihara, Y. Ishibashi // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1992. – Vol. 61, – P. 3511.
66. Dolganov, P. V. Birth and annihilation of topological defects on the nematic–isotropic interface during droplet coalescence / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko // *Liquid Crystals*. – 2022. – Vol. 49, Iss. 14. – P. 1933–1941.
67. Trapping of isotropic droplets by disclinations in nematic liquid crystals controlled by surface anchoring and elastic constant disparity / N. P. Haputhanthrige, S. Paladugu, M. O. Lavrentovich, O. D. Lavrentovich // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 109, Iss. 6. – P. 064703.
68. Dolganov, P. V. Statics and dynamics of point boojums, line and modified Saturn ring topological defects in nematic confined geometry / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, V. K. Dolganov // *The European Physical Journal E*. – 2023. – Vol. 46, Iss. 12. – P. 121.
69. Birth and Annihilation of Topological Defects Induced by Coalescence of Droplets in Nematic Liquid Crystal / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, B. I. Ostrovsky, V. K. Dolganov // *Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*. – 2026. – Vol. 19, Iss. 6. – P. 1710 – 1716.
70. Hatcher, A. *Algebraic Topology* / A. Hatcher // Cambridge: Cambridge University Press. 2002. – P. 544
71. Dolganov, P. V. Ordered structures formed by nematic topological defects and their transformation with changing the Euler characteristics / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, V. K. Dolganov // *Physical Review E*. – 2024. – Vol. 110, Iss. 2. – P. 24703.
72. Dolganov, P. V. Dynamics of viscous droplet coalescence in the confined geometry of optical cells / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, A. S. Zverev // *Physical*

Review E. – 2024. – Vol. 109, Iss. 1. – P. 14702.

73. Oswald, P. Nematic and Cholesteric Liquid Crystals: Concepts and Physical Properties Illustrated by Experiments / P. Oswald, P. Pieranski // Taylor & Francis. – 2005. –P.618. – (Liquid Crystals Book Series).

74. Dolganov, P. V. Topological transformations of isotropic droplets with breakup and formation of topological defects in a confined nematic geometry / P. V. Dolganov, N. A. Spiridenko, V. K. Dolganov // Soft Matter. – 2025. – Vol. 21. – P. 5720–5727

75. Tjahjadi, B. M. Satellite and subsatellite formation in capillary breakup / B. M. Tjahjadi, H. A. Stone, J. M. Ottino // Journal of Fluid Mechanics – 1992. – Vol.243, – P. 297.

76. Cohen, I. Scaling at the selective withdrawal transition through a tube suspended above the fluid surface / I. Cohen, S. R. Nagel // Physical Review Letters. – 2002. – Vol. 88, Iss. 7. – P. 074501.

77. Persistence of memory in drop breakup: The breakdown of universality / P. Doshi, I. Cohen, W. W. Zhang et al. // Science. –2003. – Vol. 302, Iss. 5648. – P. 1185–1188.

78. Burton, C. Role of Dimensionality and Asymmetry in Fluid Pinch-Off and Coalescence / C. Burton, P. Taborek // Physical Review Letters. – 2007. – Vol. 98, Iss. 22. – P. 224502.

79. Post-pinch-off relaxation of two-dimensional droplets in a Hele–Shaw cell / D. Tiwari, L. Mercury, M. Dijkstra et al. // Physical Review Fluids. – 2018. – Vol. 3, Iss. 12. – P. 124202.

80. Pairam, E. Generation and stability of toroidal droplets in a viscous liquid / E. Pairam, A. Fernández-Nieves // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102, Iss. 23. – P. 234501.

81. Болтянский, В. Г. Наглядная топология : Учебное пособие / В. Г. Болтянский,

- В. А. Ефремович. – Москва : Наука, 1982. – 159 с.
82. Pairam, E. Stability of toroidal droplets inside yield stress materials / E. Pairam, H. Le, A Fernández-Nieves // *Physical Review E*. – 2014. – Vol. 90, Iss. 2. – P. 021002
83. Lister, J. R. Capillary breakup of a viscous thread surrounded by another viscous fluid / J. R. Lister, H. A. Stone // *Physics of Fluids*. – 1998. – Vol. 10, Iss. 11. – P. 2758.
84. Dynamics of pinching fluids / I. Cohen, M. P. Brenner, J. Eggers, S. R. Nagel // *Physical Review Letters*. – 1999. – Vol. 83, Iss. 6. – P. 1147.
85. Alvarez-Lacalle, E. Pinch-off singularities in rotating Hele-Shaw flows at high viscosity contrast / E. Alvarez-Lacalle, J. Casademunt, J. Eggers // *Physical Review E*. – 2009. – Vol. 80, – P. 56306.
86. Li, Y. Capillary breakup of a liquid bridge: identifying regimes and transitions / Y. Li, J. E. Sprittles // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2016. – Vol. 797. – P. 29–59.
87. Eggers, J. Drop formation — an overview / J. Eggers // *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. – 2005. – Vol. 85, Iss. 6. – P. 400–410.
88. Zhang, X. Nonlinear deformation and breakup of stretching liquid bridges / X. Zhang, R. Padgett, O. A. Basaran // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1996. – Vol. 329. – P. 207–245.
89. Milnor, J. W. *Topology from the Differentiable Viewpoint* / J. W. Milnor // Princeton: Princeton University Press. 1997. – P.64.
90. Eggers, J. Physics of liquid jets / J. Eggers, E. Villermaux // *Reports on Progress in Physics*. – 2008. – Vol. 71, Iss. 3. – P. 036601.
91. Basu, R. Faster in-plane switching and reduced rotational viscosity characteristics in a graphene-nematic suspension / R. Basu, D. N. Skaggs, and J. Womack. // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – Vol. 119, Iss. 18. – P. 185107.

92. Chen, Y. J. Dynamics of inviscid capillary breakup: collapse and pinchoff of a film bridge / Y. J. Chen and P. H. Steen. // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1997. – Vol. 341. – P. 245–267.
93. Papageorgiou, D. T. Analytical description of the breakup of liquid jets / D. T. Papageorgiou // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1995. – Vol. 301. – P. 109–132.
94. Papageorgiou, D. T. On the breakup of viscous liquid threads / D. T. Papageorgiou // *Physics of Fluids*. – 1995. – Vol. 7. – P. 1529–1544.
95. Kowalewski, T. A. On the separation of droplets from a liquid jet / T. A. Kowalewski // *Fluid Dynamics Research*. – 1996. – Vol. 17, Iss. 3. – P. 121–145.
96. Eggers, J. Universal pinching of 3D axisymmetric free-surface flow / J. Eggers // *Physical Review Letters*. – 1993. – Vol. 71, Iss. 21. – P. 3458–3460.
97. A method to estimate the Leslie coefficients of liquid crystals based on MBBA data / H. Wang, T. X. Wu, S. Ganza et al. // *Liquid Crystals*. – 2006. – Vol. 33, Iss. 1. – P. 91–98.