

На правах рукописи

**Новиков Александр Алексеевич**

**ОРИЕНТАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ  
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСУСПЕНЗИЙ  
ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ**

1.3.8. (01.04.07) – Физика конденсированного состояния

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Пермь – 2021

Работа выполнена на кафедре физики фазовых переходов ФГАОУ ВО  
«Пермский государственный национальный исследовательский университет»

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент  
Макаров Дмитрий Владимирович

Официальные оппоненты: Елфимова Екатерина Александровна  
доктор физико-математических наук, доцент,  
Федеральное государственное автономное образо-  
вательное учреждение высшего образования  
«Уральский федеральный университет имени  
первого Президента России Б.Н. Ельцина»,  
заведующий кафедрой теоретической и математи-  
ческой физики Института естественных наук и  
математики (г. Екатеринбург)

Закинян Артур Робертович  
доктор физико-математических наук, доцент,  
Федеральное государственное автономное образо-  
вательное учреждение высшего образования  
«Северо-Кавказский федеральный университет»,  
заведующий кафедрой теоретической и  
математической физики (г. Ставрополь)

Ведущая организация: Институт физики молекул и кристаллов УНЦ  
РАН, г. Уфа

Защита состоится « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2021 года в \_\_\_\_ часов \_\_\_\_ минут на  
заседании диссертационного совета 24.2.431.01 (Д 212.296.03) при ФГБОУ ВО  
«Челябинский государственный университет» по адресу: 454001, г. Челябинск,  
ул. Братьев Кашириных, 129.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Челябинского госу-  
дарственного университета; электронная версия автореферата доступна по ад-  
ресу: <https://www.csu.ru>.

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2021 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук, профессор

Е.А. Беленков

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### **Актуальность темы**

В последние годы жидкокристаллические композитные среды, наполненные коллоидными наночастицами, привлекают все большее внимание исследователей. В качестве матрицы-носителя в них выступает жидкий кристалл (ЖК), т.е. жидкость, состоящая из анизометричных молекул, связанных между собой сильным ориентационным взаимодействием квадрупольной (или более низкой) симметрии [1]. При фазовом переходе ЖК-матрицы в жидкокристаллическое состояние возникает дальний ориентационный порядок, и суспензия, сохраняя текучесть, приобретает отчетливо выраженную анизотропию всех физических свойств. Эти материалы имеют замечательное качество: оставаясь в жидкокристаллическом состоянии при комнатных температурах, они демонстрируют способность ориентироваться под влиянием внешних воздействий и позволяют управлять ориентацией частиц и свойствами композитной системы в целом. Использование наночастиц анизотропной формы (палочкообразной или дискообразной) в качестве дисперсной среды приводит к ориентационной связи между ними и ЖК-матрицей. Особый интерес представляют дипольные (ферромагнитные или сегнетоэлектрические) частицы, внедренные в ЖК-матрицу [2], поскольку они позволяют существенно уменьшить управляющие поля.

Среди множества видов ЖК можно выделить холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), обладающие спонтанной спиральной надмолекулярной структурой и, как следствие, замечательными оптическими свойствами. Эти материалы демонстрируют селективное отражение света и гигантскую оптическую активность, широко используемые в различных практических приложениях (дисплеях, термометрах, оптических носителях, датчиках и др.). Этими свойствами можно управлять путем обратимого изменения шага спиральной структуры при помощи электрического, магнитного и теплового полей [1].

Допирование холестерических ЖК наночастицами различной природы приводит к существенному изменению их оптических и оптоэлектронных характеристик, увеличению двулучепреломления, диэлектрической и магнитной анизотропий [3]. Суспензии на основе ХЖК с внедренными в них магнитными наночастицами называют феррохолестериками (ФХ). Они обладают одновременно как диамагнитными (унаследованными от ЖК-матрицы), так и ферромагнитными (обусловленными магнитными моментами частиц) свойствами. Благодаря сцеплению между ХЖК-матрицей и анизометричными магнитными частицами их длинные оси непосредственно связаны с направлением преимущественной ориентации молекул ЖК (директором) и вектор намагниченности в ФХ может спирально закручиваться в пространстве. Взаимодействие между частицами и

матрицей позволяет менять ориентацию одной из подсистем, воздействуя на другую, поэтому ФХ привлекательны возможностью управлять спиральностью их текстуры посредством слабых полей.

Первоначально ФХ были теоретически предсказаны Ф. Брошар (*F. Brochard*) и П. Ж. де Женем (*P. G. de Gennes*) [4], а первые экспериментально реализованные композитные материалы не были устойчивыми. После сообщения [5] об успешном синтезе ферромагнитных ЖК, в последние годы появилось множество экспериментальных работ, в которых исследуются различные типы феррожидких кристаллов. Однако динамические эффекты в геликоидальных ферромагнитных ЖК на данный момент остаются слабо изученными [6]. В связи с этим теоретическое описание динамических ориентационных эффектов в геликоидальных жидкокристаллических суспензиях, вызванных различными внешними воздействиями, является актуальной и важной научной проблемой.

Исследования, представленные в диссертации, выполнялись при поддержке грантов РФФИ (проекты №№ 16-42-590539, 19-02-00231, 19-32-90183) и в рамках Госзадания Минобрнауки России (проект № FSNF-2020-0008).

**Целью работы** является выяснение влияния вращающегося магнитного поля и сдвигового потока на раскручивание спиральной структуры геликоидальных жидкокристаллических материалов. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

- Теоретическое описание ориентационного отклика холестерического и феррохолестерического ЖК на вращающееся магнитное поле и конкурирующее воздействие сдвигового потока и постоянного магнитного поля.
- Исследование индуцированных сдвиговым течением и вращающимся магнитным полем ориентационных фазовых переходов в хиральных жидкокристаллических материалах.
- Выяснение механизмов управления и условий раскручивания спиральной структуры жидкокристаллического композита при помощи внешних полей.
- Анализ ориентационных и магнитных свойств феррохолестерического ЖК с конечным ориентационным сцеплением между магнитными наночастицами и ЖК матрицей в магнитном поле при наличии сдвиговых напряжений.

**Достоверность результатов** диссертационной работы подтверждается использованием апробированных методов теоретического описания, корректностью математической постановки задач, использованием проверенных аналитических и вычислительных методов, согласием предельных случаев рассматриваемых задач с известными в научной литературе результатами.

**Научная новизна.** В диссертационной работе впервые:

- теоретически изучено раскручивание холестерического и феррохолестерического ЖК во вращающемся магнитном поле и в сдвиговом потоке при наличии

постоянного магнитного поля.

- получены диаграммы ориентационных переходов в хиральных жидкокристаллических материалах, индуцированных сдвиговым течением и вращающимся магнитным полем.
- обнаружено наличие возвратных переходов в рассматриваемых системах, вызванных поворотом магнитного поля в плоскости сдвигового течения.
- получены аналитические решения для шага спирали холестерика и феррохолестерика в нестационарном режиме вращения при воздействии слабого вращающегося магнитного поля.
- выявлена немонотонная зависимость критического значения градиента скорости от реактивного параметра в переходе холестерик–нематик, индуцированном только сдвиговым течением.
- показано, что магнитное поле, стабилизируя ориентацию директора, позволяет сдвиговым потоком раскручивать спиральную структуру неориентируемых сдвиговым течением холестериков и феррохолестериков.
- рассчитаны магнитные характеристики мягкого феррохолестерика при раскручивании его спиральной структуры комбинированным воздействием сдвигового потока и магнитного поля.

### **Научное и практическое значение работы.**

Развит теоретический подход к описанию хиральных жидкокристаллических суспензий в сдвиговом потоке при наличии внешнего магнитного поля. Предложена модель раскручивания спиральной структуры жидкокристаллических магнитных дисперсных сред при наличии сдвиговых напряжений. Результаты диссертационной работы расширяют представление об ориентационных и динамических явлениях в феррохолестерических ЖК, они могут использоваться при планировании исследований и интерпретации экспериментальных данных в таких системах. Полученные результаты важны для построения более полной теории, описывающей динамические явления и фазовые переходы в жидкокристаллических дисперсных системах.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

- диаграммы индуцированных вращающимся магнитным полем ориентационных переходов в хиральных ЖК материалах, полученные для режима стационарного вращения системы, показывают уменьшение полей перехода в раскрученную фазу при увеличении угловой скорости магнитного поля.
- шаг спирали холестерического и феррохолестерического ЖК вблизи перехода в однородную ориентационную фазу, индуцированную вращающимся магнитным полем, расходится по логарифмическому закону.
- на диаграммах ориентационных переходов хиральных ЖК материалов, ин-

дуцированных совместным действием постоянного магнитного поля и сдвигового потока, наблюдается смещение критических полей, которое зависит от ориентации магнитного поля, градиента скорости сдвига и коэффициентов вращательной вязкости.

- конкурирующее воздействие магнитного поля и сдвигового течения приводит к последовательности возвратных ориентационных переходов холестерик–нематик–холестерик (феррохолестерик–ферронематик–феррохолестерик), вызванных поворотом магнитного поля в плоскости сдвигового течения.
- магнитное поле стабилизирует ориентацию директора в сдвиговом потоке и расширяет границы области ориентируемости ЖК-матриц, что позволяет сдвиговым потоком раскрутить спиральную структуру неориентируемых течением холестериков и феррохолестериков.
- результаты расчета магнитных характеристик феррохолестерика с учетом конечного сцепления между ЖК-матрицей и магнитными частицами показывают возможность намагничивания образца при раскручивании его спиральной структуры в сдвиговом потоке и магнитном поле.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 18 научных работ, в том числе 6 статей в российских и международных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus, а также входящих в перечень ВАК; получено 1 свидетельство о регистрации программы для ЭВМ.

**Личный вклад автора.** Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводилась совместно с Д.В. Макаровым и А.Н. Захлевных. Законы расходимости шага спирали ориентационной структуры во вращающемся магнитном поле получены совместно с Д.В. Макаровым. Подготовка публикаций проводилась совместно с соавторами. Разработка и тестирование алгоритмов, численные и аналитические расчеты выполнены автором лично. В программе для ЭВМ автору принадлежит постановка модели и разработка программы.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих семинарах, конференциях и форумах: региональная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края» (Пермь, 2016); IV Всероссийская конференция «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь, 2016), Международный симпозиум «Неравновесные процессы в сплошных средах» (Пермь, 2017); 14-th European Conference on Liquid Crystals (Moscow, Russia, 2017); Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 2018; Иваново, 2020); The Third Russian Conference on Magnetohydrodynamics (Perm, Russia, 2018); Всероссийская конференция-школа с международным участием «Электронные, спиновые и квантовые процессы в молекулярных и кристаллических системах» (Уфа, 2019); VII Euro-Asian Symposium «Trends

in MAGnetism» (Ekaterinburg, Russia, 2019); Научный семинар «Математическое моделирование свойств магнитных нанокompозитов» с международным участием (Екатеринбург, 2020); Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, 2017, 2019, 2021).

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы из 144 наименований. Общий объем диссертации составляет 155 страниц, включая 45 рисунков.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, научная новизна, практическая значимость, информация о структуре и содержании диссертации.

**Первая глава** содержит обзор литературы по теме диссертации. В ней представлены общие сведения о ЖК суспензиях и ориентационных переходах, индуцированных различными внешними полями. Обзор показывает отсутствие исследований, посвященных изучению влияния сдвиговых гидродинамических потоков и вращающегося магнитного поля на ориентационную динамику и фазовые переходы в хиральных жидкокристаллических суспензиях.

Во **второй главе** представлены основные уравнения динамики ФХ, включающие в себя уравнения движения и несжимаемости среды, уравнения движения директора и намагниченности [7, 8]:

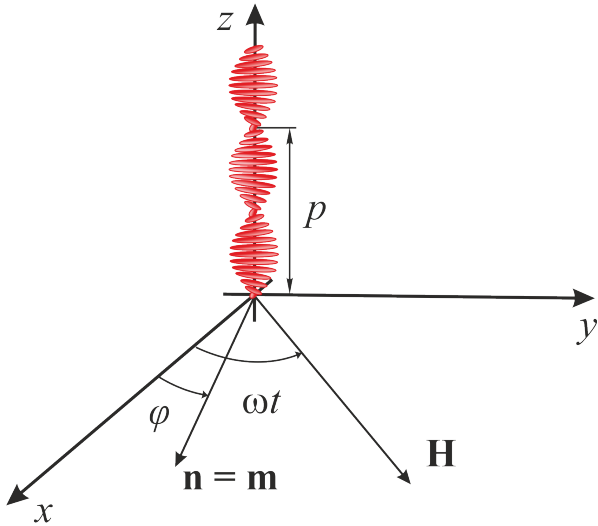
$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \nabla_k \sigma_{ki}, \quad \nabla_i v_i = 0, \quad (1)$$

$$h_i^{(n)} = \gamma_1 N_i + \gamma_2 n_k A_{ki}, \quad (2)$$

$$h_i^{(m)} = (\gamma_{1p} M_i + \gamma_{2p} m_k A_{ki}) f. \quad (3)$$

Здесь  $\rho$ ,  $v_i$  – плотность и скорость среды,  $d/dt$  – полная производная по времени,  $\sigma_{ki} = \sigma'_{ki} + \sigma_{ki}^{(e)}$  – тензор напряжений, состоящий из тензора вязких напряжений  $\sigma'_{ki}$  и тензора напряжений Эриксона  $\sigma_{ki}^{(e)}$ ,  $h_i^{(n)} = -\delta F_V / \delta n_i$  и  $h_i^{(m)} = -\delta F_V / \delta m_i$  – молекулярные поля, действующие на директор  $\mathbf{n}$  и единичный вектор намагниченности  $\mathbf{m}$ ,  $F_V$  – объемная плотность свободной энергии ФХ. Варьирование свободной энергии при вычислении молекулярных полей  $h_i^{(n)}$  и  $h_i^{(m)}$  производится при дополнительных условиях  $\mathbf{n}^2 = 1$  и  $\mathbf{m}^2 = 1$ . Векторы  $N_i = dn_i/dt - \Omega_{ik} n_k$  и  $M_i = dm_i/dt - \Omega_{ik} m_k$  определяют скорость изменения директора  $\mathbf{n}$  и единичного вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  относительно движущейся среды. Тензоры  $A_{ik}$  и  $\Omega_{ik}$  представляют собой симметричную и антисимметричную части тензора градиентов скоростей,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_{1p}$ ,  $\gamma_{2p}$  – коэффициенты вращательной вязкости ЖК и магнитных частиц соответственно,  $f$  – объемная доля частиц в суспензии.

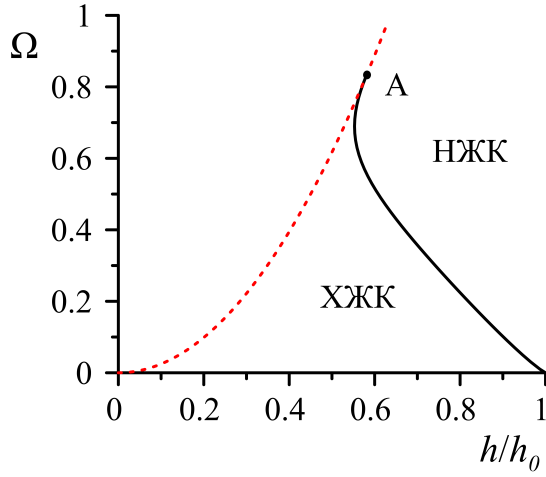
**Третья глава** посвящена теоретическому описанию ориентационных явлений в ХЖК и ФХ, которые помещены во вращающееся магнитное поле. В **первой части главы** решена задача о раскручивании спиральной ориентационной структуры ХЖК без магнитной примеси под действием вращающегося магнитного поля.



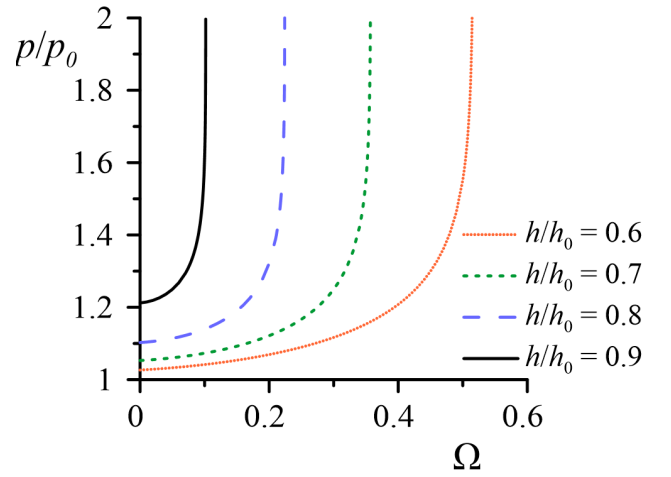
**Рис. 1.** Холестерик (феррохолестерик) во вращающемся магнитном поле  $\mathbf{H}$

Рассматривается неограниченный образец ХЖК (рис. 1) с волновым числом невозмущенной спиральной структуры  $q_0$ , помещенный во вращающееся с угловой скоростью  $\omega$  магнитное поле  $\mathbf{H} = H(\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$ . В рамках континуальной теории получены уравнения, описывающие зависимость угла поворота директора  $\varphi = \varphi(\zeta, \tau)$  от безразмерных времени  $\tau = \omega t$ , координаты  $\zeta = q_0 z$ , напряженности  $h$  и угловой скорости  $\Omega$  магнитного поля. Проанализирован нестационарный режим вращения ориентационной структуры ХЖК спирали в слабых магнитных полях. Для малых де-

формаций ориентационной структуры аналитически получена зависимость шага спирали  $p$  от напряженности  $h$  и скорости вращения магнитного поля  $\Omega$ . Описана динамика возмущений ориентационной структуры в форме бегущих волн. Исследован стационарный режим вращения ХЖК, в котором угол запаздывания директора относительно магнитного поля  $\delta = \tau - \varphi$  не меняется со временем. Для этого режима удалось проинтегрировать уравнение динамики директора и определить критические параметры ориентационного перехода холестерик–нематик (ХЖК–НЖК). Построена фазовая диаграмма этого перехода (рис. 2) на плоскости  $h - \Omega$ , из которой видно, что в стационарном режиме вращения увеличение угловой скорости приводит к уменьшению поля перехода в раскрученную (нематическую) фазу. Сплошная кривая на рис. 2 определяет границы холестерической (ХЖК) и нематической (НЖК) фаз, пунктирная кривая  $\Omega = h^2$  разделяет области стационарного (под кривой) и нестационарного (над кривой) режимов вращения ориентационной структуры ЖК. В узком интервале магнитных полей  $h$  при изменении угловой скорости вращения  $\Omega$  обнаружена область возвратных переходов холестерик–нематик–холестерик. Численно найдена зависимость шага холестерической спирали  $p$  от угловой скорости вращения  $\Omega$  для различных напряженностей поля  $h$  (рис. 3). С возраста-



**Рис. 2.** Диаграмма перехода холестерик–нематик во вращающемся магнитном поле на плоскости  $h - \Omega$ . Здесь  $h_0 = \pi/2$  – поле перехода в постоянном магнитном поле ( $\Omega = 0$ )

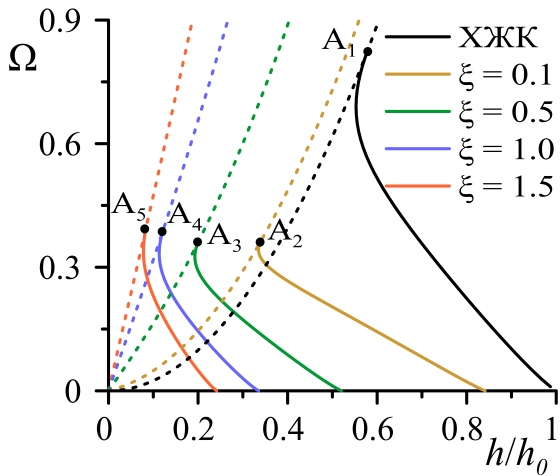


**Рис. 3.** Зависимость приведенного шага спирали  $p/p_0$  от напряженности магнитного поля  $h$  и угловой скорости вращения  $\Omega$ . Здесь  $p_0 = 2\pi$  – шаг невозмущенной спирали

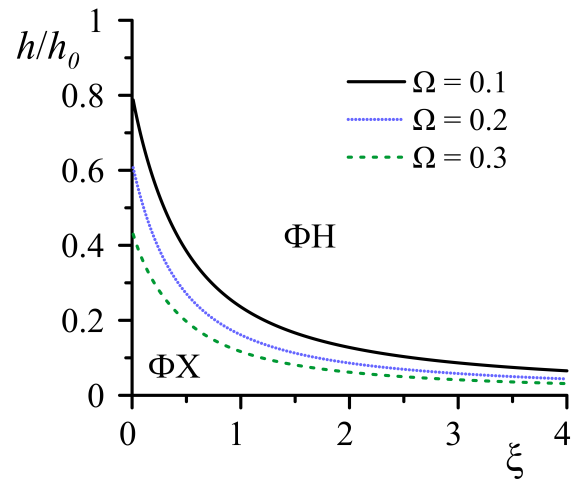
нием величины магнитного поля критическая угловая скорость вращения поля, соответствующая обращению шага спирали  $p$  в бесконечность, убывает, что согласуется с фазовой диаграммой. Вблизи точки ориентационного перехода аналитически получен логарифмический закон расходимости шага. В отсутствие вращения полученная формула сводится к известному результату для постоянного поля [9].

Во **второй части главы** представлены численные и аналитические результаты, описывающие динамику ориентационной структуры ФХ во вращающемся магнитном поле. Рассматривается ФХ с однородным распределением ферромагнитных частиц в образце и изучается ориентационное поведение суспензии в бес segregационном пределе вдали от ориентирующих поверхностей. Вращающееся магнитное поле  $\mathbf{H} = H(\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$  приложено ортогонально оси спирали ФХ (рис. 1). Сцепление между частицами магнитной примеси и ЖК-матрицей считается жестким и планарным. В этом случае директор  $\mathbf{n}$  и ед. вектор намагниченности  $\mathbf{m}$  жестко связаны и поведение суспензии можно описывать одним вектором. Получено уравнение, описывающее динамику угла поворота директора  $\varphi = \varphi(\zeta, \tau)$  от параметра влияния магнитного поля  $\xi$ , времени  $\tau$  и угловой скорости вращения магнитного поля  $\Omega$ . Здесь параметр влияния магнитного поля  $\xi$  определяет преимущественный механизм воздействия магнитного поля на ФХ: при  $\xi < 1$  основным является квадрупольный механизм (влияние на диамагнитную матрицу), при  $\xi > 1$  – дипольный механизм (влияние на магнитные моменты частиц). В нестационарном режиме вращения ФХ получено аналитическое решение для шага спирали  $p$  в виде разложений по степеням слабого магнитного поля  $h$ .

Для стационарного режима вращения ФХ получена система интеграль-



**Рис. 4.** Диаграмма перехода ФХ–ФН во вращающемся поле на плоскости  $h - \Omega$



**Рис. 5.** Диаграмма перехода ФХ–ФН во вращающемся поле на плоскости  $\xi - h$

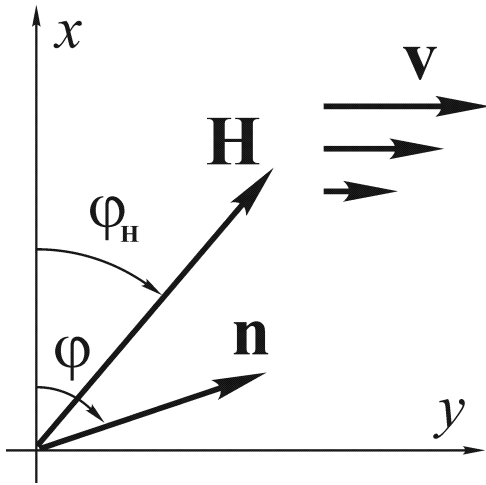
ных уравнений, определяющая шаг спирали и критические параметры перехода феррохолестерик–ферронематик. На рис. 4–5 показаны диаграммы переходов ФХ–ФН для стационарного режима вращения структуры ФХ. На рис. 4 сплошные кривые, соответствуют различным значениям параметра влияния поля  $\xi$  и разделяют границы ФХ (области ниже кривых) и ФН (области выше кривых) фаз. Пунктирные кривые разделяют области стационарного (ниже кривой) и нестационарного (выше кривой) режимов вращения. Так же, как и в беспримесном ХЖК, изменением угловой скорости вращения  $\Omega$  можно индуцировать переходы ФХ–ФН–ФХ. Ширина области возвратных переходов уменьшается по мере увеличения влияния магнитной примеси, т.е. с ростом параметра  $\xi$ . Зависимость критического магнитного поля  $h_c$  от параметра влияния магнитного поля  $\xi$  показана на рис. 5. Как следует из рисунка, возрастание концентрации магнитных частиц (увеличение  $\xi$ ) приводит к монотонному уменьшению поля перехода.

Численно найдены зависимости шага спирали  $p$  от напряженности магнитного поля  $h$ , при различных угловых скоростях вращения  $\Omega$  и параметрах влияния поля  $\xi$ . Аналитически получены формулы, показывающие, что в окрестности перехода шаг расходится по логарифмическому закону.

**В четвертой главе** изучено совместное действие сдвигового течения и постоянного магнитного поля на ориентационную динамику холестерического и феррохолестерического ЖК.

**В первой части главы** теоретически исследуется раскручивание спиральной структуры ХЖК под действием магнитного поля и сдвигового течения. Оба фактора способны индуцировать переход холестерик–нематик независимо друг от друга, однако различие ориентирующих воздействий магнитного поля и сдвигового потока приводит к конкуренции между магнитными и гидродинамическими механизмами влияния на ХЖК. Рассматривается сдвиговое течение

со скоростью  $\mathbf{v} = [0, U(x), 0]$  в неограниченном ХЖК, ось спирали которого ортогональна плоскости сдвига  $xOy$  (рис. 6).



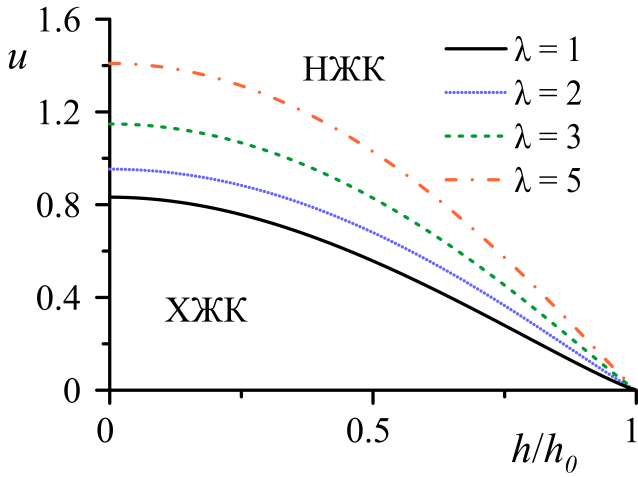
**Рис. 6.** Ориентация холестерика в магнитном поле  $\mathbf{H}$  и сдвиговом потоке  $\mathbf{v}$

Анизотропия диамагнитной восприимчивости  $\chi_a$  жидкого кристалла считалась положительной, поэтому директор  $\mathbf{n}$  стремится ориентироваться по полю, а магнитное поле и сдвиговое течение оказывают конкурирующее действие на структуру ХЖК. Каждое из этих воздействий ориентирует директор холестерика в своем направлении в плоскости  $xOy$ , вызывая раскручивание его спиральной ориентационной структуры.

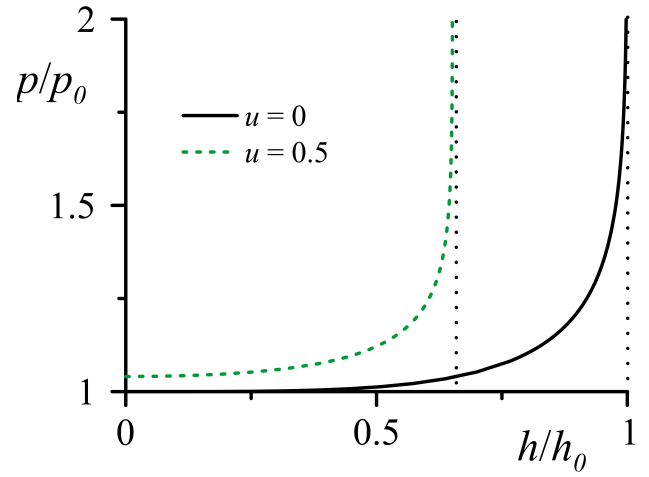
Проанализировано поведение шага холестерической спирали в сдвиговом потоке в отсутствие магнитного поля. Установлено, что при слабых сдвиговых течениях шаг спирали увеличивается квадратично с ростом градиента скорости. В предельном случае  $\lambda \rightarrow \infty$  шаг спирали  $p(u)$  удалось представить аналитически в параметрической форме. На фазовой диаграмме перехода холестерик–нематик выявлена немонотонная зависимость критического значения градиента скорости от реактивного параметра, связанная с нелинейной зависимостью угла ориентации директора сдвиговым потоком от реактивного параметра.

Для случая совместного действия течения и магнитного поля получено уравнение, определяющее стационарные значения угла ориентации директора  $\varphi = \varphi(\zeta)$  в магнитном поле  $h$  и однородном сдвиговом потоке с постоянным градиентом скорости  $u$ . Построены диаграммы переходов холестерик–нематик при различных значениях реактивного параметра  $\lambda$  и угла поворота магнитного поля  $\varphi_H$ . Рассмотрены случаи как ориентируемых ( $\lambda > 1$ ), так и неориентируемых течением холестериков ( $\lambda < 1$ ). Установлено, что конкурирующее воздействие магнитного поля и сдвигового течения может привести к последовательности возвратных переходов холестерик–нематик–холестерик, вызванных поворотом магнитного поля в плоскости сдвига. Кроме того, магнитное

Величина градиента скорости сдвигового потока  $A = dU(x)/dx$  считается постоянной во всем образце. Как известно [7], такое течение приводит к упорядочению молекул ЖК в плоскости сдвига под углом  $\varphi_0$  к потоку, который определяется соотношением  $\cos 2\varphi_0 = -1/\lambda$ , где  $\lambda = -\gamma_2/\gamma_1$  – реактивный параметр. Помимо течения ортогонально оси спирали холестерика под углом  $\varphi_H$  в плоскости сдвига  $xOy$  приложено магнитное поле  $\mathbf{H} = H(\cos \varphi_H, \sin \varphi_H, 0)$ . Анизотропия диамагнитной восприимчивости



**Рис. 7.** Диаграмма перехода холестерик–нематик на плоскости  $h - u$  в зависимости от реактивного параметра  $\lambda$  для  $\varphi_H = \varphi_0$

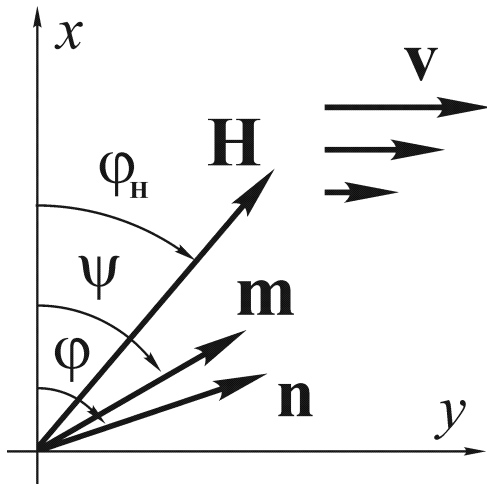


**Рис. 8.** Зависимость шага спирали холестерика от напряженности магнитного поля  $h$  для  $\lambda = 2$ ,  $\varphi_H = \varphi_0$

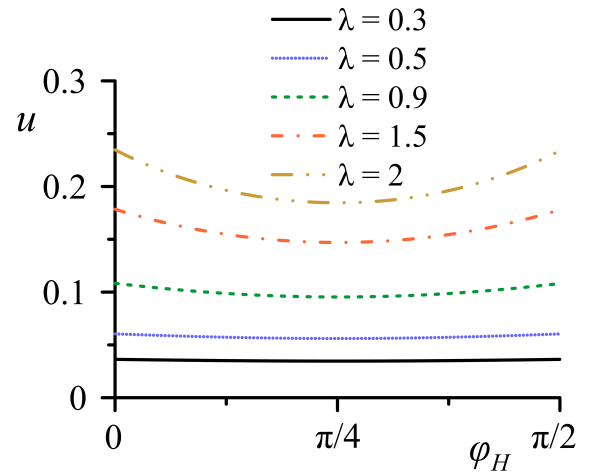
поле, стабилизируя ориентационную структуру, позволяет сдвиговым течением раскручивать и неориентируемые течением холестерики. Диаграмма фазового перехода холестерик–нематик на плоскости  $u - h$  для угла ориентации магнитного поля  $\varphi_H = \varphi_0$  при различных значениях реактивного параметра  $\lambda$  показана на рис. 7. Как видно из диаграммы, в отсутствие сдвигового течения ( $u = 0$ ) раскручивание спирали холестерика происходит при  $h_0 = \pi/2$ , что совпадает с известным классическим результатом [7]. При включении сдвигового потока критическое магнитное поле понижается, обращаясь в нуль при критическом значении градиента скорости  $u_0$ , зависящем от реактивного параметра  $\lambda$ . Таким образом, для рассматриваемой ориентации магнитного поля течение помогает раскрутить спираль холестерика. Увеличение реактивного параметра (уменьшение коэффициента вращательной вязкости  $\gamma_1$ ) приводит к росту критического значения градиента скорости сдвига.

На рис. 8 показаны зависимости приведенного шага спирали холестерика  $p/p_0$  от напряженности магнитного поля  $h$  и величины градиента сдвигового течения  $u$  для угла ориентации магнитного поля  $\varphi_H = \varphi_0$ . Шаг холестерической спирали, деформированной сдвиговыми напряжениями ( $u = 0.5$ ), медленно растет в слабых полях  $h$ , но начинает сильно увеличиваться, приближаясь к точке перехода, где обращается в бесконечность. Значения критического поля, как это и следует из рис. 8, меньше напряженности перехода холестерик–нематик  $h_0$  в постоянном магнитном поле.

Во **второй части главы** исследовано раскручивание спиральной структуры феррохолестерика, вызванное совместным действием магнитного поля и сдвигового потока (рис. 9). Рассмотрен ФХ с жестким сцеплением между ЖК матрицей и магнитными частицами, к которому в плоскости сдвига приложено однородное магнитное поле. В этом случае ориентационная структура опи-



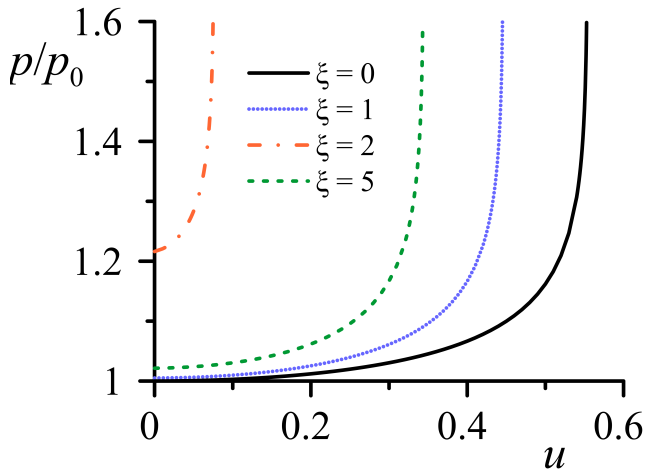
**Рис. 9.** Феррохолестерик в магнитном поле и сдвиговом потоке



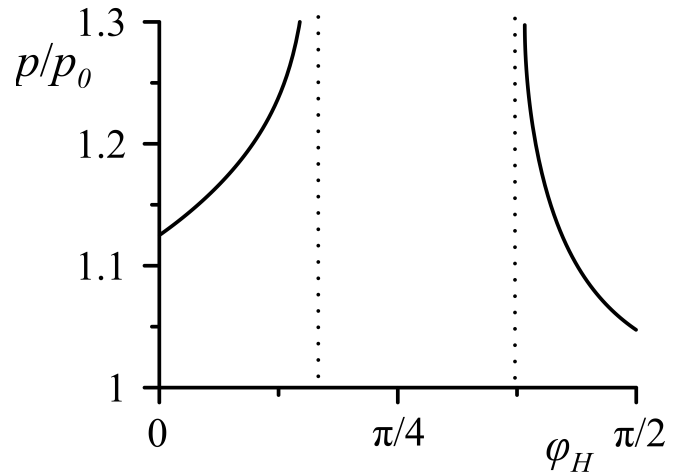
**Рис. 10.** Диаграмма перехода ФХ–ФН на плоскости  $\varphi_H - u$  в зависимости от реактивного параметра  $\lambda$  для  $\xi = 0.1$ ,  $h = 1$ ,  $\varphi_H = \varphi_0$

сывается одним векторным полем  $\mathbf{n}$ . Получено уравнение для угла  $\varphi$ , определяющего ориентацию директора и намагниченности от напряженности  $h$  и угла ориентации  $\varphi_H$  магнитного поля, градиента скорости сдвига  $u$ , реактивного параметра  $\lambda$  и параметра влияния магнитного поля  $\xi$ . Получена система интегральных уравнений, определяющая кривые ориентационного перехода ФХ–ФН. Проанализирована конфигурация, в которой магнитное поле направлено под углом  $\varphi_H = \varphi_0$ . В рассматриваемой конфигурации наличие сдвигового течения понижает критическое магнитное поле раскручивания ФХ. Увеличение реактивного параметра приводит к повышению критического значения скорости сдвига. Показана возможность существования возвратных ориентационных переходов, индуцированных увеличением сдвигового течения и магнитного поля. При ориентации магнитного поля по направлению градиента скорости ( $\varphi_H = 0$ ) полученные диаграммы аналогичны тем, для которых поле было направлено под углом  $\varphi_H = \varphi_0$ .

На рис. 10 представлена диаграмма фазового перехода ФХ–ФН на плоскости  $\varphi_H - u$  для  $h = 1$  при различных значениях реактивного параметра, в том числе, соответствующих ЖК-матрицам с  $\lambda < 1$ , неориентируемым сдвиговым потоком. Как показывают численные расчеты, магнитное поле стабилизирует ориентационную структуру ФХ в сдвиговом потоке, расширяя область допустимых значений реактивного параметра, для которых существуют стационарные состояния директора. Это приводит к возможности раскручивания спиральной структуры ФХ с  $\lambda < 1$ . Из рис. 10 видно, что при уменьшении реактивного параметра  $\lambda$  критическое значение  $u_c$  понижается и начинает слабо зависеть от ориентации внешнего магнитного поля. Зависимость приведенного шага спирали  $p/p_0$  от безразмерного градиента скорости сдвига  $u$  при различных значениях параметра влияния магнитного поля  $\xi$  для угла ориентации магнитного поля



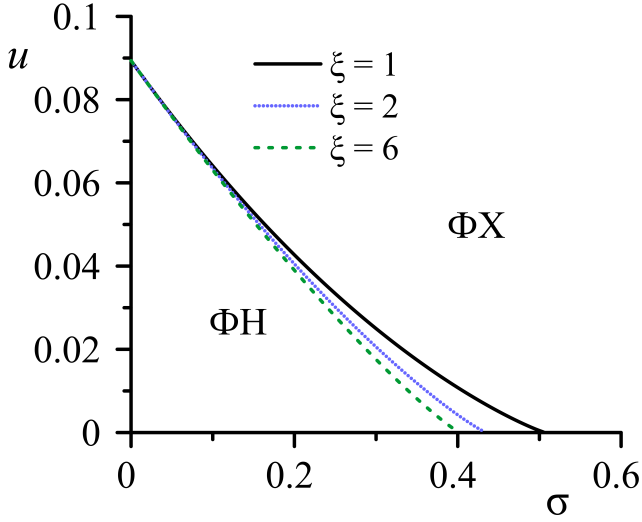
**Рис. 11.** Зависимость шага спирали ФХ от  $u$  для  $\lambda = 2$ ,  $h = 0.1$ ,  $\varphi_H = \varphi_0$ . Здесь  $p_0 = 2\pi$  – шаг невозмущенной спирали



**Рис. 12.** Зависимость шага спирали ФХ от угла ориентации магнитного поля  $\varphi_H$  для  $\lambda = 2$ ,  $h = 0.8$ ,  $u = 0.3$ ,  $\xi = 0.1$

$\varphi_H = \varphi_0$  показана на рис. 11. Шаг феррохолестерической спирали, частично раскрученной полем ( $h = 0.1$ ), медленно растет при малых  $u$ , но начинает сильно увеличиваться, приближаясь к критическому значению  $u_c$ , при котором он расходится. На рис. 12 показана зависимость шага спирали ФХ от угла ориентации магнитного поля  $\varphi_H$  для параметров, соответствующих области существования возвратных ориентационных переходов. При фиксированных значениях поля  $h$  и градиента скорости течения  $u$ , когда ФХ спираль деформирована ( $p/p_0 > 1$ ), поворот магнитного поля, соответствующий увеличению угла  $\varphi_H$ , приводит к более эффективному совместному влиянию поля и течения на ФХ, раскручивая спираль и вызывая ориентационный переход ФХ–ФН. Последующее увеличение угла ориентации поля  $\varphi_H$  уменьшает эффект совместного действия поля и течения на ФХ и происходит возвратный переход в феррохолестерическую фазу.

В **третьей части главы** в рамках континуальной теории исследовано влияние мягкого (конечного) поверхностного сцепления ЖК и магнитной подсистем на раскручивание спирали ФХ при совместном действии сдвигового течения и магнитного поля. Рассматривается геометрия, в которой ось спираль ФХ перпендикулярна магнитному полю и плоскости сдвига (рис. 9). Каждое из воздействий ориентирует директор ФХ в своем направлении в плоскости  $xOy$ . Ориентационная структура ЖК и магнитной подсистем описывается директором  $\mathbf{n}$  и единичным вектором намагниченности  $\mathbf{m}$ , направление которых зависит от напряженности  $h$  и угла поворота  $\varphi_H$  магнитного поля, величины градиента скорости сдвигового потока  $u$ , реактивного параметра  $\lambda$ , параметра влияния поля  $\xi$  и энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей  $\sigma$ .



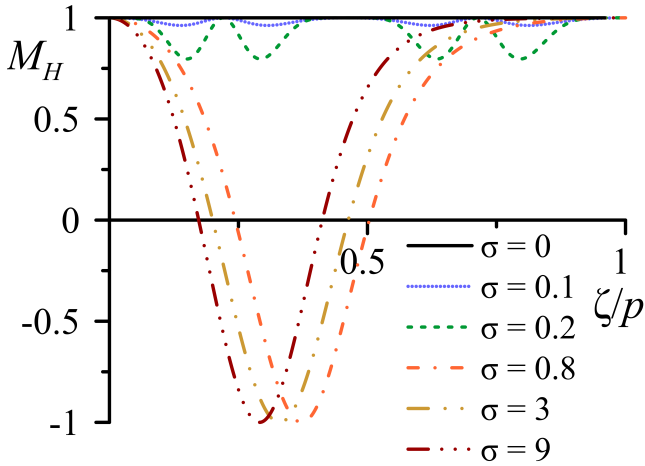
**Рис. 13.** Диаграмма перехода  $\Phi X$ – $\Phi H$  на плоскости  $\sigma - u$  для  $\lambda = 1.1$ ,  $h = 1.3$ ,  $\varphi_H = \varphi_0$  при различных параметрах влияния поля  $\xi$

ченности вдоль поля  $M_H$  по периоду ориентационной структуры  $p$ .

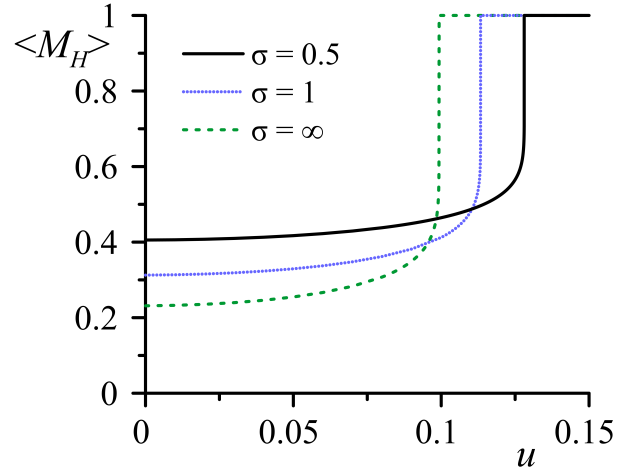
Численно найдены зависимости шага спирали  $p$  от напряженности магнитного поля  $h$  и величины градиента сдвигового течения  $u$ . Получены фазовые диаграммы переходов  $\Phi X$ – $\Phi H$  для различных материальных параметров системы. Как видно из рис. 13, с возрастанием энергии сцепления уменьшается величина критического градиента скорости сдвига, причем тем сильнее, чем большее параметр влияния поля  $\xi$ , т.е. при переходе от квадрупольного к дипольному режиму раскручивания  $\Phi X$ .

Проанализирована степень влияния энергии сцепления на поведение магнитной структуры  $\Phi X$  в сдвиговом потоке и магнитном поле. На рис. 14 показана проекция намагниченности на направление магнитного поля в зависимости от безразмерной координаты  $\zeta$  для структуры  $\Phi X$ , деформированной полем  $h$  и сдвиговым потоком  $u$ . Установлено наличие двух возможных ориентационных магнитных конфигураций  $\Phi X$  в зависимости от величины энергии сцепления  $\sigma$ . В отсутствие сцепления между подсистемами ( $\sigma = 0$ ) все магнитные моменты ориентированы по полю ( $M_H = 1$ ), а при наличии слабого сцепления ( $\sigma \ll 1$ ) вектор  $\mathbf{m}$  лишь незначительно отклоняется от направления приложенного поля на всем периоде ориентационной структуры  $p$ . В случае сильного сцепления ( $\sigma > 1$ ) намагниченность вдоль шага спирали изменяется в пределах от  $-1$  до  $1$ , что соответствует повороту вектора  $\mathbf{m}$  на  $2\pi$ . Увеличение  $\sigma$  смещает минимум намагниченности, расширяя область, в которой магнитные моменты ориентированы вдоль поля. Рассчитана зависимость средней намагниченности  $\langle M_H \rangle$  от величины градиента скорости течения при различных значениях энер-

Приложение магнитного поля и сдвигового потока вызывает искажение структуры  $\Phi X$ , меняя намагниченность  $\mathcal{M} = M_s f \mathbf{m}$  образца, здесь  $M_s$  – намагниченность насыщения материала феррочастиц. Для рассматриваемого приближения однородного распределения частиц в суспензии приведенная намагниченность  $\mathbf{M} = \mathcal{M}/M_s f$  полностью определяется вектором  $\mathbf{m}$ . В этом случае проекция намагниченности на направление магнитного поля задается соотношением  $M_H = \cos(\psi - \varphi_H)$ . Средняя намагниченность  $\langle M_H \rangle$  получается усреднением проекции приведенной намагни-



**Рис. 14.** Проекция намагниченности  $M_H$  в зависимости от координаты  $\zeta/p$  при различной энергии сцепления  $\sigma$  для  $\lambda = 1.1$ ,  $\xi = 2$ ,  $u = 0.1$ ,  $h = 0.2$ ,  $\varphi_H = \varphi_0$



**Рис. 15.** Средняя проекция намагниченности  $\langle M_H \rangle$  в зависимости от величины градиента сдвигового течения  $u$  для  $\varphi_H = \varphi_0$ ,  $\lambda = 1.1$ ,  $\xi = 2$ ,  $h = 0.2$

гии сцепления  $\sigma$  (рис. 15). В слабом сдвиговом потоке намагниченность растет незначительно. При дальнейшем увеличении интенсивности течения происходит раскручивание спирали и намагниченность ФХ резко увеличивается вблизи подкритических значений  $u$ . Для более сильного сцепления в отсутствие течения исходная средняя намагниченность оказывается меньше, чем при слабом сцеплении, однако переход ФХ–ФН и соответствующий ему рост намагниченности происходит при меньших градиентах сдвига.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

- Теоретически изучено раскручивание спиральной ориентационной структуры ХЖК под действием вращающегося магнитного поля. Проанализирован нестационарный режим вращения ориентационной структуры раскручивания холестерической спирали в слабых магнитных полях. Для малых деформаций ориентационной структуры аналитически получена зависимость шага холестерической спирали от напряженности и скорости вращения магнитного поля. Для стационарного режима вращения ХЖК построена диаграмма перехода холестерик–нематик. Численно и аналитически изучены зависимости шага спирали от величины и скорости вращения магнитного поля. Установлено, что в узком диапазоне напряженностей вращающегося магнитного поля возможны возвратные ориентационные переходы холестерик–нематик–холестерик. Показано, что в режиме стационарного вращения увеличение скорости вращения поля приводит к уменьшению поля перехода холестерик–нематик.
- Исследована динамика спиральной ориентационной структуры ФХ под действием вращающегося магнитного поля. Проанализированы нестационарные и стационарные режимы вращения спиральной структуры ФХ в магнитном

поле. В предельных случаях слабых полей, малых и больших скоростей вращения получены аналитические выражения для шага спирали. Для режима стационарного вращения ФХ построена ориентационная фазовая диаграмма при различных значениях магнитного поля и угловой скорости. Показано, что с увеличением этих параметров поле перехода уменьшается. Численно найдена зависимость шага спирали ФХ от величины и скорости вращения магнитного поля. Аналитически получен логарифмический закон расходимости шаг спирали вблизи перехода в раскрученную однородную фазу.

- Теоретически изучено раскручивание спиральной структуры ХЖК под действием магнитного поля и сдвигового течения. Проанализированы различные ориентации магнитного поля в плоскости сдвига относительно направления градиента скорости течения. В предельных случаях получены аналитические зависимости для шага холестерической спирали, деформированной сдвиговым течением. Рассчитаны фазовые диаграммы переходов холестерик–нематик и шаг холестерической спирали для различных значений напряженности и угла ориентации магнитного поля, градиента скорости течения и реактивного параметра. Показано, что магнитное поле, стабилизируя ориентацию директора в сдвиговом потоке, расширяет границы области ориентируемости холестериков. Установлено, что сдвиговое течение приводит к смещению критического значения напряженности поля перехода. Показано, что поворотом магнитного поля в определенных интервалах значений напряженности поля и градиента скорости сдвигового течения можно индуцировать последовательность возвратных ориентационных переходов холестерик–нематик–холестерик.
- Изучено раскручивание феррохолестерической спиральной структуры, вызванное совместным действием магнитного поля и сдвигового потока. Различия в ориентирующем воздействии этих внешних полей приводят к конкуренции между магнитными и гидродинамическими механизмами влияния на ФХ структуру. Рассмотрены различные ориентации магнитного поля относительно направления сдвигового потока. Найдена зависимость шага ФХ спирали от величины напряженности и угла ориентации магнитного поля, градиента скорости сдвига и реактивного параметра. Рассчитаны фазовые диаграммы перехода ФХ–ФН. Установлено, что действие сдвигового потока приводит к смещению величины порогового магнитного поля. Величина критического магнитного поля зависит от ориентации магнитного поля, градиента скорости и коэффициентов вязкости. Показано, что совместное действие магнитного поля и сдвигового потока может индуцировать возвратные ориентационные переходы ФХ–ФН–ФХ.
- Проанализировано влияние конечного планарного сцепления между магнитными наночастицами и ЖК матрицей на раскручивание геликоидальной струк-

туры ФХ сдвиговым потоком и магнитным полем. Установлено, что увеличение энергии сцепления приводит к уменьшению пороговых полей, необходимых для раскручивания спиральной структуры. Показана возможность намагничивания ФХ с помощью сдвиговых напряжений.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

### **Публикации в международных журналах, индексируемых Web of Science, Scopus, и журналах, рекомендованных ВАК:**

- A1. Захлевных, А.Н. Переходы холестерик–нематик, индуцированные сдвиговым потоком и магнитным полем / А.Н. Захлевных, Д.В. Макаров, А.А. Новиков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 152, № 4(10). – С. 799–811.
- A2. Makarov, D.V. Ferrocholesteric–ferronematic transitions induced by shear flow and magnetic field / D.V. Makarov, A.A. Novikov, A.N. Zakhlevnykh // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2017. – Vol. 8. – P. 2552–2561.
- A3. Cholesteric–nematic transition induced by a rotating magnetic field / D.V. Makarov, A.A. Novikov, A.N. Zakhlevnykh, S.D. Mandrykin // Journal of Molecular Liquids. – 2018. – Vol. 263. – P. 375–381.
- A4. Effect of rotating magnetic field on orientational dynamics of ferrocholesteric liquid crystals / D.V. Makarov, S.D. Mandrykin, A.A. Novikov, A.N. Zakhlevnykh // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 468. – P. 287–293.
- A5. Novikov, A.N. Untwisting of a soft ferrocholesteric liquid crystal by shear flow and magnetic field / A.N. Novikov, D.V. Makarov // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1389. – Art. No. 012053.
- A6. Makarov, D.V. Shear-induced ferrocholesteric-to-ferronematic transitions in magnetic field / D.V. Makarov, A.A. Novikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – Vol. 532. – Art. No. 167967.

### **Авторские свидетельства:**

- A7. Свидетельство о госрегистрации программы для ЭВМ 2020666513. Рос. Федерация. Численный расчет фазовой диаграммы и шага спирали холестерического жидкого кристалла, помещенного во вращающееся магнитное поле / А. А. Новиков, Д. В. Макаров; правообладатель ФГБОУ ВО «Пермский государственный национальный исследовательский университет». – № 2020665931; заявл. 04.12.2020; зарегистр. 10.12.2020; опубл. 10.12.2020, Бюл. № 12. – 1 с.

### **Статьи в журналах и трудах конференций:**

- A8. Новиков, А.А. Влияние слабого магнитного поля на спиральную структуру феррохолестерика в сдвиговом потоке / А.А. Новиков, Д.В. Макаров // Физика для Пермского края: материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Пермь, 2016. – Вып. 9. – С. 72–75.
- A9. Макаров, Д.В. Спиральная структура феррохолестерика в магнитном поле и сдвиговом потоке / Д.В. Макаров, А.А. Новиков // Пермские гидродинамические научные чтения: материалы IV Всероссийской конференции. – Пермь, 2016. – С. 71–72.
- A10. Новиков, А.А. Критические параметры перехода холестерик–нематик, индуцированного магнитным полем и сдвиговым потоком / А.А. Новиков, А.Н. Захлевных, Д.В. Макаров / Неравновесные процессы в сплошных средах: материалы международного симпозиума. – Пермь, 2017. – Т. 2. – С. 116–118.
- A11. Макаров, Д.В. Ориентационная структура хиральных жидкокристаллических суспензий магнитных наночастиц во вращающемся магнитном поле / Д.В. Макаров, А.А. Новиков, А.Н. Захлевных // XVIII Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям: сборник научных трудов. – Плес, 2018. – С. 273–278.

### **Тезисы конференций:**

- A12. Макаров, Д.В. Раскручивание спирали феррохолестерического жидкого кристалла комбинированным воздействием магнитного поля и сдвигового потока / Д.В. Макаров, А.А. Новиков // XX Зимняя школа по механике сплошных сред: Тезисы докладов. – Пермь, 2017. – С. 208.
- A13. Makarov, D.V. Untwisting of a Cholesteric Structure by Shear Flow and Magnetic Field / D.V. Makarov, A.N. Novikov, A.N. Zakhlevnykh // 14-th European Conference on Liquid Crystals (ECLC-2017). Book of abstracts. – Moscow, 2017. – P. 84.
- A14. Makarov, D.V. Chiral magnetic liquid crystalline suspension in a rotating magnetic field / D.V. Makarov, A.A. Novikov, A.N. Zakhlevnykh / Russian conference on Magnetohydrodynamics (RMHD-2018). Book of abstracts. – Perm, 2018. – P. 80.
- A15. Захлевных, А.Н. Эффекты мягкого сцепления при переходе феррохолестерик–ферронематик, вызванном сдвиговым потоком и магнитным полем / А.Н. Захлевных, Д.В. Макаров, А.А. Новиков // XXI Зимняя школа по механике сплошных сред: Тезисы докладов. – Пермь, 2019. – С. 119.
- A16. Новиков, А.А. Конкурирующее воздействие сдвигового течения и магнитного поля на хиральную жидкокристаллическую суспензию магнитных наночастиц / А.А. Новиков, Д.В. Макаров // Электронные, спиновые и квантовые про-

цессы в молекулярных и кристаллических системах: Сборник тезисов докладов и сообщений на Всероссийской конференции – Уфа, 2019. – С. 63.

- A17. Makarov, D.V. Effect of finite anchoring on ferrocholesteric-ferro-nematic transitions induced by a magnetic field and shear flow / D.V. Makarov, A.A. Novikov // VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2019). Book of abstracts. – Ekaterinburg, 2019. – Vol. 2. – P. 452.
- A18. Новиков, А.А. Мягкий феррохолестерический жидкий кристалл в сдвиговом потоке и магнитном поле: фазовые диаграммы и кривые намагничивания // А.А. Новиков, Д.В. Макаров / Сборник тезисов докладов Научного семинара «Математическое моделирование свойств магнитных нанокomпозитов» с международным участием. – Екатеринбург, 2020. – С. 11.
- A19. Новиков, А.А. Ориентационные переходы мягкого феррохолестерика во вращающемся магнитном поле / А.А. Новиков, Д.В. Макаров // XXII Зимняя школа по механике сплошных сред. Тезисы докладов. – Пермь, 2021. – С. 238.

#### СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blinov, L. M. Structure and Properties of Liquid Crystals / L. M. Blinov. – Dordrecht: Springer, 2011. – 439 p.
2. Reznikov, Y. Ferromagnetic and ferroelectric nanoparticles in liquid crystals / Y. Reznikov, A. Glushchenko, Y. Garbovskiy // Liquid Crystals with Nano and Microparticles. – World Scientific Publishing Co, 2016. – Ch. 19. – P. 657–693.
3. Chiral liquid crystal colloids / Y. Yuan, A. Martinez, B. Senyuk et al. // Nature materials. – 2018. – Vol. 17. – P. 71–79.
4. Brochard, F. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals / F. Brochard, P. G. de Gennes // Journal de Physique. – 1970. – Vol. 31. – P. 691–708.
5. Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal / A. Mertelj, D. Lisjak, M. Drofenik, M. Čopič // Nature. – 2013. – Vol. 504. – P. 237–241.
6. Brand, H. R. Macroscopic behavior of ferrocholesteric liquid crystals and ferrocholesteric gels and elastomers / H. R. Brand, A. Fink, H. Pleiner // The European Physical Journal E. – 2015. – Vol. 38. – Art. No. 65.
7. de Gennes, P. G. The Physics of Liquid Crystals / P. G. de Gennes, and J. Prost, – Oxford: Clarendon Press, 1993. – 596 p.
8. Raikher, Y. L. Dynamic Magneto-Optical Response of Ferronematic Liquid Crystals / Y. L. Raikher, V. I. Stepanov // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. – 1996. – Vol. 7. – P. 550–554.
9. Stephen, M. J. Physics of liquid crystals / M. J. Stephen, J. P. Straley // Reviews of Modern Physics. – 1974. – Vol. 46. – P. 617–704.