

УДК 532.783

А. А. Новиков, Д. В. Макаров

МЯГКИЙ ФЕРРОХОЛЕСТЕРИК ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ: ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Букирева, д. 15, 614990 Пермь, Россия. E-mail: dmakarov@psu.ru

Теоретически исследована динамика спиральной ориентационной структуры феррохолестерического жидкого кристалла под действием вращающегося магнитного поля при условии мягкого (конечного) сцепления между магнитными частицами и жидкокристаллической матрицей. Проанализирован стационарный режим вращения спирали феррохолестерика в однородном магнитном поле. В рамках континуальной теории получена система интегро-дифференциальных уравнений, определяющая ориентацию жидкокристаллической и магнитной подсистем, а также критические параметры в точке перехода феррохолестерик – ферронематик при конечной энергии сцепления. Для стационарного режима вращения построена ориентационная фазовая диаграмма перехода феррохолестерик – ферронематик при различных значениях напряженности и угловой скорости вращения магнитного поля, энергии сцепления и параметра влияния магнитного поля. Показано, что с увеличением энергии сцепления и параметра влияния поля порог перехода феррохолестерик – ферронематик понижается. Раскручивание спирали в дипольном режиме является наиболее эффективным, как и в статическом случае.

Ключевые слова: феррохолестерик, ферронематик, вращающееся магнитное поле, конечное сцепление.

DOI: 10.18083/LCApl.2021.3.45

A. A. Novikov, D. V. Makarov

SOFT FERROCHOLESTERIC IN A ROTATING MAGNETIC FIELD: PHASE DIAGRAMS

Perm State University,
15 Bukireva St., Perm, 614990, Russia. E-mail: dmakarov@psu.ru

The dynamics of the helical orientation structure of a ferrocholesteric liquid crystal under the action of a rotating magnetic field at soft (finite) coupling between magnetic particles and a liquid crystal matrix is theoretically studied. The stationary regime of rotation of ferrocholesteric helix in the uniform magnetic field is analyzed. A system of integro-differential equations defining the orientation of liquid crystalline and magnetic subsystems and the critical parameters at the ferrocholesteric – ferronematic transition point with a finite coupling energy is obtained in the continuum theory. The orientation phase diagram of the ferrocholesteric – ferronematic transition at different values of the magnetic field strength and angular rotation velocity, coupling energy and magnetic field influence parameter is obtained for the stationary regime of rotation. It is shown that the critical threshold of the ferrocholesteric – ferronematic transition decreases as the coupling energy and the field influence parameter increase. The helix unwinding in the dipole mode is the most effective, as in the static case.

Key words: ferrocholesteric, ferronematic, rotating magnetic field, finite coupling.

Введение

Одним из способов модификации физических характеристик жидких кристаллов (ЖК) является допирование их частицами различной природы [1–3]. Вследствие взаимодействия между примесной подсистемой и жидкокристаллической матрицей появляются дополнительные механизмы влияния на систему, способствующие изменению ориентационного отклика ЖК-материала, понижению или, наоборот, повышению пороговых полей при различных ориентационных и фазовых переходах [4–6]. Примером таких композитных материалов являются хиральные жидкокристаллические суспензии магнитных частиц на основе холестерических ЖК, называемые феррохолестериками (ФХ) [7]. Их важным свойством является наличие ориентационной связи (сцепления) между подсистемами. Оси вытянутых магнитных частиц связаны с направлением директора, что позволяет изменять ориентационную структуру ЖК, воздействуя на магнитные моменты частиц. Влияние магнитного поля на ФХ существенно зависит от характера сцепления, определяемого величиной энергии сцепления и взаимной ориентацией молекул ЖК и магнитных частиц.

Как было показано в работе [8], постоянное магнитное поле, воздействуя на диамагнитную матрицу ЖК и феррочастицы, способно раскрутить спиральную ориентационную структуру ФХ. Авторы полагали сцепление между ЖК и магнитной подсистемой жестким и планарным. По сравнению со случаем чистого ЖК критическое поле перехода ФХ в раскрученное состояние, т.е. поле перехода феррохолестерик – ферронематик, существенно понижалось при дипольном режиме влияния поля. На данный момент большая часть исследований, посвященных изучению магнитных ЖК-суспензий, связана с различными статическими эффектами, в то время как динамические свойства этих сред остаются еще слабо изученными. Например, воздействие сдвигового течения и магнитного поля на ФХ проанализировано в работе [9], исследование динамики директора и магнито-оптических эффектов в ферромагнитных нематических ЖК представлено в статьях [10–12].

В настоящей работе ставится вопрос о воздействии вращающегося магнитного поля на мягкий ФХ, т.е. на суспензию с мягким (конечным)

сцеплением между магнитными частицами и матрицей. Как известно, при помещении во вращающееся магнитное поле чистого ЖК он начинает вращаться вслед за полем (это явление получило название эффекта Цветкова) [13]. В зависимости от скорости вращения выделяют два режима движения ориентационной структуры ЖК: синхронный и асинхронный. В синхронном режиме директор вращается с угловой скоростью поля, отставая от него на некоторый постоянный угол, а в асинхронном режиме вращение за магнитным полем происходит с фазовой задержкой, которая сложным образом зависит от времени. Теоретически эффект Цветкова в ферронематических жидких кристаллах был изучен ранее в [14]. Впервые поведение ориентационной структуры ФХ во вращающемся магнитном поле при жестком сцеплении между жидкокристаллической матрицей и магнитной примесью было проанализировано в работе [15]. Цель настоящей работы заключается в определении влияния мягкого планарного сцепления между магнитными частицами и жидкокристаллической матрицей на параметры ориентационного перехода феррохолестерик – ферронематик, вызванного вращающимся магнитным полем.

Основные уравнения

Описание динамики ФХ будем проводить в рамках обобщенной континуальной теории Эриксона – Лесли [16–18]. Рассмотрим образец ФХ, к которому ортогонально оси спирали приложено однородное магнитное поле \mathbf{H} , вращающееся с постоянной угловой скоростью. Проанализируем динамику ориентационной структуры ФХ в этом поле, предполагая, что распределение магнитных частиц по объему V суспензии однородно с объемной долей $f = Nv_p/V \ll 1$, где N – число частиц в суспензии, v_p – объем частицы. Ориентационную структуру жидкокристаллической подсистемы суспензии будем описывать директором \mathbf{n} , а магнитной подсистемы – единичным вектором намагниченности \mathbf{m} . Для рассматриваемой геометрии задачи (чистое кручение в безграничном образце) уравнение движения среды-носителя позволяет получить выражение для давления в системе, а уравнение несжимаемости выполнится тождественно.

Система макроскопических уравнений, описывающих эволюцию директора \mathbf{n} и единичного вектора намагниченности \mathbf{m} , имеют вид [15–17]:

$$h_i^{(n)} = \gamma_1 N_i + \gamma_2 n_k A_{ik}, \quad (1)$$

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

где γ_1, γ_2 и γ_{1p}, γ_{2p} – коэффициенты вращательной вязкости ЖК и ферромагнитных частиц, $A_{ik} = (\nabla_k v_i + \nabla_i v_k) / 2$ – симметричная часть тензора градиентов скоростей. Вектор \mathbf{N} характеризует скорость изменения директора относительно движущегося ЖК:

$$N_i = \frac{dn_i}{dt} - \omega_{ik} n_k,$$

где $\omega_{ik} = (\partial_k v_i - \partial_i v_k) / 2$ – антисимметричная часть тензора градиентов скоростей. Аналогичным образом определяется вектор \mathbf{M} , характеризующий вращение единичного вектора \mathbf{m} относительно среды-носителя.

Молекулярные поля, действующие на \mathbf{n} и \mathbf{m} , определяются следующим образом

$$h_i^{(n)} = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \partial_k \frac{\partial F}{\partial (\partial_k n_i)}, \quad (3)$$

$$h_i^{(m)} = -\frac{\partial F}{\partial m_i} + \partial_k \frac{\partial F}{\partial (\partial_k m_i)}.$$

Плотность свободной энергии F феррохолестерического ЖК в магнитном поле при наличии мягкого планарного сцепления между магнитными частицами и матрицей имеет вид [7, 18, 19]:

$$F = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5, \quad (4)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} [K_1 (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n} + q_0)^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2]$$

$$F_2 = -M_s f \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}, \quad F_3 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2,$$

$$F_4 = -\frac{w}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v_p} f \ln f.$$

Первый вклад F_1 в плотность свободной энергии (4) – это потенциал Озеена – Франка, в котором K_1, K_2 и K_3 являются константами Франка, а q_0 – волновое число невозмущенной геликоидальной структуры. Вклад F_2 описывает воздействие магнитного поля на магнитные моменты феррочастиц,

где M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц. Третье слагаемое F_3 представляет собой диамагнитный вклад в объемную плотность свободной энергии. Далее анизотропию диамагнитной восприимчивости будем считать положительной ($\chi_a > 0$), соответственно директор \mathbf{n} будет стремиться ориентировать в направлении магнитного поля \mathbf{H} . Вклад F_4 – объемная плотность энергии поверхностного взаимодействия магнитных частиц с ЖК-матрицей, в котором d – диаметр феррочастицы, w – поверхностная плотность энергии сцепления, F_5 – вклад энтропии смешения идеального раствора магнитных частиц.

Пусть однородное магнитное поле $\mathbf{H} = H (\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$ приложено ортогонально оси спирали ФХ и вращается с постоянной угловой скоростью ω . В этом случае векторные поля директора и намагниченности можно искать в следующей форме:

$$\mathbf{n} = [\cos \varphi(z, t), \sin \varphi(z, t), 0], \quad (5)$$

$$\mathbf{m} = [\cos \psi(z, t), \sin \psi(z, t), 0],$$

здесь t – время, а φ и ψ – углы ориентации директора и намагниченности, отсчитываемые от оси x .

С учетом выражения (5) уравнения движения директора (1) и намагниченности (2) приводят к следующей системе уравнений для углов ориентации φ и ψ :

$$\gamma_1 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{w}{d} f \sin 2(\varphi - \psi) + \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin 2(\omega t - \varphi) + K_2 \frac{d^2 \varphi}{dz^2}, \quad (6)$$

$$\gamma_{1p} f \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{w}{d} f \sin 2(\varphi - \psi) + M_s f H \sin(\omega t - \psi). \quad (7)$$

Пренебрегая слагаемым в левой части уравнения (7) из-за малой объемной доли частиц $f \approx 10^{-5}$ в рассматриваемой суспензии и переходя к безразмерным величинам, получаем

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{h^2}{2} \sin 2(\varphi - \tau) - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = \frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}, \quad (8)$$

$$\xi h \sin(\psi - \tau) - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0. \quad (9)$$

В системе уравнений (8) и (9) введены следующие безразмерные величины:

$$\zeta = zq_0, \quad \tau = \omega t, \quad \Omega = \frac{2\gamma_1\omega}{K_2q_0^2}, \quad \tau = \frac{H}{q_0} \sqrt{\frac{\chi_a}{K_2}}, \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{wf}{dK_2q_0^2}, \quad \xi = \frac{M_s f}{q_0 \sqrt{K_2 \chi_a}}.$$

Здесь ζ и τ – безразмерные координата и время, Ω – угловая скорость вращения магнитного поля, h – напряженность магнитного поля, σ – энергия сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей. Величина ξ является параметром влияния магнитного поля, определяющим основной механизм воздействия поля на спиральную структуру ФХ (при $\xi > 1$ доминирующим является дипольный механизм воздействия на суспензии, а при $\xi < 1$ – квадрупольный механизм).

Стационарный режим вращения

Рассмотрим стационарный режим вращения ориентационной структуры ФХ в магнитном поле. В этом случае углы запаздывания директора $\delta_1 = \tau - \varphi$ и единичного вектора намагниченности $\delta_2 = \tau - \psi$ не меняются с течением времени. Уравнения (8)–(9) преобразуются к следующему виду:

$$\frac{\partial^2 \delta_1}{\partial \zeta^2} - \frac{h^2}{2} \sin 2\delta_1 - \sigma \sin 2(\delta_1 - \delta_2) + \frac{\Omega}{2} = 0, \quad (11)$$

$$\xi h \sin \delta_2 - \sigma \sin 2(\delta_1 - \delta_2) = 0.$$

Первый интеграл дифференциального уравнения системы (11) имеет вид:

$$\left(\frac{d\delta_1}{d\zeta} \right)^2 + h^2 \cos^2 \delta_1 + 2\xi h \cos \delta_2 + 2\sigma \cos^2(\delta_1 - \delta_2) + \Omega \delta_1 = C,$$

где C – константа интегрирования, для определения которой воспользуемся методом эффективного потенциала [20–22]. В нашей задаче интегрируемая система уравнений стационарной динамики (11) может быть получена из уравнений Эйлера-Лагранжа при рассмотрении следующей плотности эффективной свободной энергии:

$$\int_{\delta_{1c}-2\pi}^{\delta_{1c}} \sqrt{C_c - h_c^2 \cos^2 \delta_1 - 2\xi h_c \cos \delta_2 - 2\sigma \cos^2(\delta_1 - \delta_2) - \Omega_c \delta_1} d\delta_1 = 2\pi, \quad (19)$$

$$F_{ef} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\delta_1}{d\zeta} - 1 \right)^2 - \frac{h^2}{2} \cos^2 \delta_1 - \xi h \cos \delta_2 - 2\sigma \cos^2(\delta_1 - \delta_2) - \Omega \delta_1, \quad (12)$$

тогда свободная энергия одного витка спирали ФХ, отнесенная к длине ее шага p , запишется следующим образом:

$$F_p = \frac{1}{p} \int_0^p F_{ef} d\zeta = \frac{1}{p} \int_{\delta_{1c}-2\pi}^{\delta_{1c}} \sqrt{G(\delta_1, \delta_2)} d\delta_1 - \frac{2\pi}{p} + \frac{1-C}{2}, \quad (13)$$

где

$$G(\delta_1, \delta_2) = C - h^2 \cos^2 \delta_1 - 2\xi h \cos \delta_2 - 2\sigma \cos^2(\delta_1 - \delta_2) - \Omega \delta_1.$$

Уравнение для нахождения неизвестной константы C можно получить из условия минимума ($\partial F_p / \partial C = 0$) эффективной энергии (13):

$$\int_{\delta_{1c}-2\pi}^{\delta_{1c}} \sqrt{G(\delta_1, \delta_2)} d\delta_1 = 2\pi. \quad (14)$$

Критический угол, содержащийся в пределах интегрирования выражений (13) и (14), соответствует точке перехода ФХ в раскрученное состояние и находится из системы (11) при условии $\partial^2 \delta_1 / \partial \zeta^2 = 0$, которая в этом случае принимает вид:

$$h_c^2 \sin 2\delta_{1c} + 2\sigma \sin 2(\delta_{1c} - \delta_{2c}) - \Omega_c = 0, \quad (15)$$

$$\xi h_c \sin \delta_{2c} - \sigma \sin 2(\delta_{1c} - \delta_{2c}) = 0,$$

здесь h_c , Ω_c , δ_{1c} , δ_{2c} – критические напряженность, частота вращающегося магнитного поля и углы запаздывания директора и намагниченности в точке перехода ФХ–ФН.

С учетом полученного интегрального условия (14) эффективная свободная энергия ФХ равна

$$F_p = \frac{1-C}{2}. \quad (16)$$

Свободная энергия ФХ (12) в раскрученном, т.е. ферронематическом, состоянии запишется следующим образом:

$$F_n = \frac{1}{2} - \frac{h^2}{2} \cos^2 \delta_1 - \xi h \cos \delta_2 - 2\sigma \cos^2(\delta_1 - \delta_2) - \Omega \delta_1. \quad (17)$$

Приравнивая энергии (17) и (18) в точке перехода ФХ–ФН, получаем критическое значение

$$C_c = h_c^2 \cos^2 \delta_{1c} + 2\xi h_c \cos \delta_{2c} + 2\sigma \cos^2(\delta_{1c} - \delta_{2c}) + \Omega_c \delta_{1c}. \quad (18)$$

Подставляя теперь выражение (18) в соотношение (14), получаем интегральное уравнение

которое совместно с системой (15) позволяет найти зависимость критической напряженности h_c и угловой скорости вращения Ω_c магнитного поля от материальных параметров ФХ в случае мягкого сцепления между частицами и матрицей.

Фазовые диаграммы

Проанализируем критические параметры системы, при которых происходит раскручивание спирали ФХ. Численное решение системы уравнений (15), (18) и (19) для значений безразмерных параметров, соответствующих характерным материальным параметрам суспензии, представлено на рис. 1–3.

На рисунке 1, а показана фазовая диаграмма переходов феррохолестерик – ферронематик на

плоскости $h - \Omega$ при различных значениях энергии сцепления σ для параметра $\xi = 3$. Область под кривой соответствует феррохолестерической фазе, над кривой – ферронематической фазе. Здесь $h_0 = \pi/2$ – поле раскручивания беспримесного холестерика в постоянном магнитном поле. Пунктирной линией на рисунке обозначена граница между синхронным и асинхронным режимами вращения суспензии, определяемая согласно работе [14] системой уравнений:

$$h^2 \sin 2\delta_1 - 2\sigma \sin 2(\delta_1 - \delta_2) + \Omega = 0,$$

$$\xi h \sin \delta_2 - \sigma \sin 2(\delta_1 - \delta_2) = 0,$$

$$\frac{h^2}{2} \cos 2\delta_1 + \sigma \left(1 + \frac{h \cos 2\delta_1}{\xi \cos \delta_2} \right) \cos 2(\delta_1 - \delta_2) = 0.$$

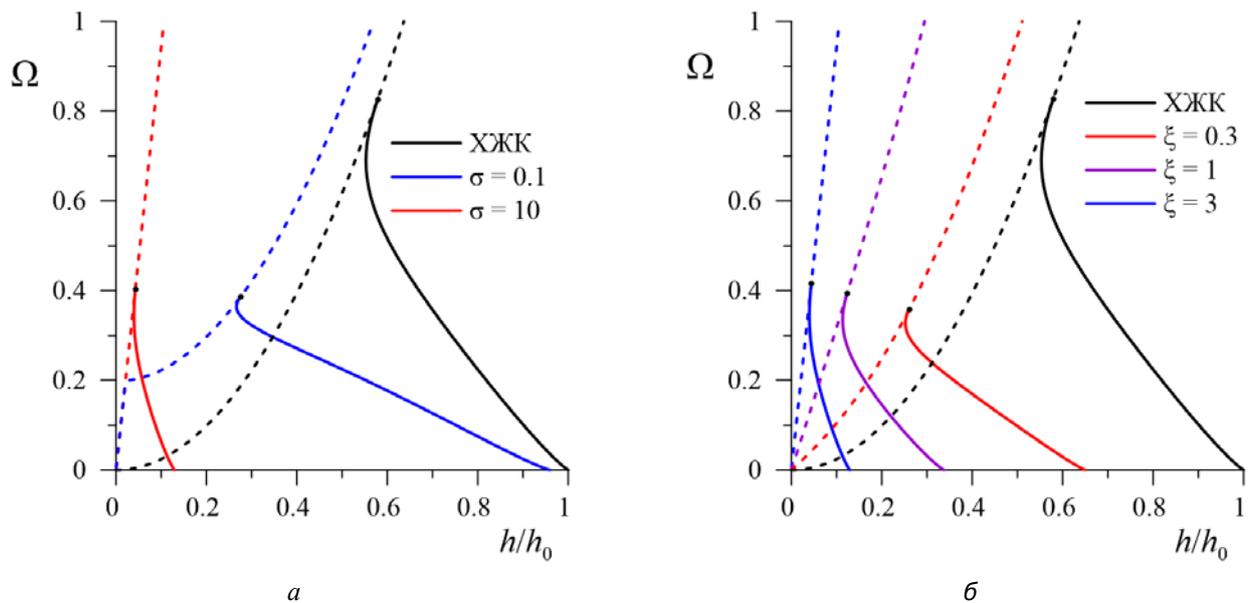


Рис. 1. Фазовая диаграмма ориентационных переходов ФХ–ФН во вращающемся магнитном поле: а – вариация энергии сцепления σ при $\xi = 3$, б – вариация параметра влияния поля ξ при $\sigma = 10$.

Области под сплошными кривыми соответствуют ФХ фазе, над кривыми – ФН фазе. Штриховые линии обозначают границу между синхронным и асинхронным режимами вращения, $h_0 = \pi/2$ – поле раскручивания холестерика в постоянном магнитном поле

Fig. 1. Phase diagram of the FC–FN orientation transitions in a rotating magnetic field:

a – variation of the coupling energy σ at $\xi = 3$, b – variation of the field influence parameter ξ at $\sigma = 10$.

The areas under solid curves correspond to the FC phase, the areas above the curves – to the FN phase. Dashed lines indicate a boundary between synchronous and asynchronous rotation regimes, $h_0 = \pi/2$ is the cholesteric unwinding field in a constant magnetic field

Черным цветом на рис. 1, *a* обозначена кривая, соответствующая переходу холестерик–нематик. Синим цветом изображена кривая перехода ФХ–ФН для случая слабого сцепления ($\sigma = 0.1$). Наличие магнитной примеси даже в случае слабого сцепления уменьшает критические значения частоты Ω_c и напряженности h_c магнитного поля. В режиме сильного сцепления ($\sigma = 10$, красная кривая) линия переходов феррохолестерик – ферронематик сдвигается в область слабых магнитных полей.

На рисунке 1, *b* изображена фазовая диаграмма перехода феррохолестерик – ферронематик на плоскости $h - \Omega$ для различных значений параметра влияния поля ξ при $\sigma = 10$. Как видно из рисунка, увеличение параметра влияния поля ξ , соответствующее переходу от квадрупольного механизма действия поля (влияние на ЖК-матрицу) к дипольному механизму (влияние на магнитные частицы) приводит к уменьшению критических магнитных полей h_c не зависимо от скорости вращения поля.

На рисунке 2 представлена фазовая диаграмма перехода феррохолестерик – ферронематик на плоскости $\sigma - h$ для различных значений ско-

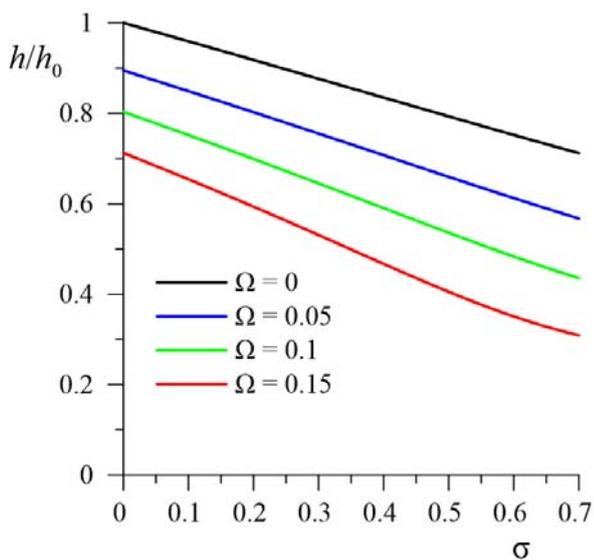


Рис. 2. Фазовая диаграмма ориентационных переходов ФХ–ФН на плоскости $\sigma - h$ при различных значениях угловой скорости Ω для $\xi = 3$

Fig. 2. Phase diagram of the FC–FN orientation transitions in the $\sigma - h$ plane at different values of angular velocity Ω for $\xi = 3$

рости вращения магнитного поля Ω при $\xi = 3$. Область под кривой соответствует феррохолестерику, над кривой – ферронематику. Черная кривая для $\Omega = 0$ отвечает раскручиванию спирали ФХ постоянным магнитным полем. Большая угловая скорость вращения магнитного поля соответствует меньшим критическим полям h_c . Для всех Ω увеличение энергии сцепления σ также понижает критические магнитные поля h_c .

Фазовая диаграмма перехода феррохолестерик – ферронематик на плоскости $\xi - h$ для различных значений скорости вращения магнитного поля Ω и энергии сцепления $\sigma = 1$ показана на рис. 3. Введенные на этом рисунке обозначения аналогичны рис. 2. Из диаграммы видно, что наличие вращения приводит к уменьшению магнитных полей, необходимых для раскручивания спиральной структуры ФХ. Во всем диапазоне скоростей вращения Ω увеличение параметра влияния магнитного поля ξ также уменьшает пороговые магнитные поля h_c перехода ФХ–ФН. Таким образом, раскручивание спирали в дипольном режиме ($\xi > 1$) воздействия поля является наиболее эффективным, как и в статическом случае [8].

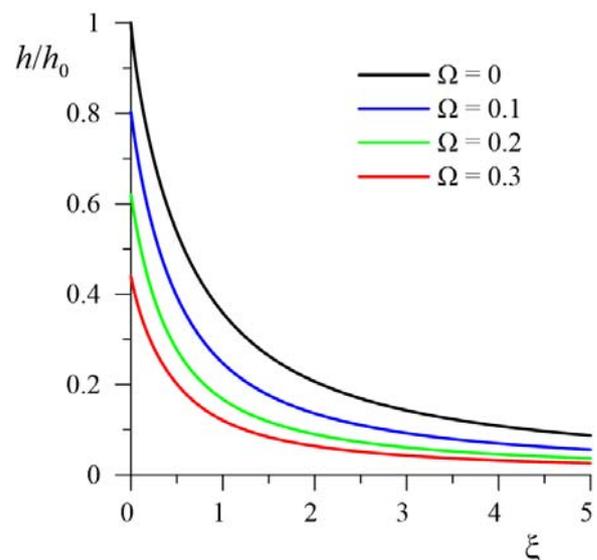


Рис. 3. Фазовая диаграмма ориентационных переходов ФХ–ФН на плоскости $\xi - h$ при различных значениях угловой скорости Ω для $\sigma = 1$

Fig. 3. Phase diagram of the FC–FN orientation transitions in the $\xi - h$ plane at different values of angular velocity Ω for $\sigma = 1$

Основные результаты

В рамках континуальной теории изучена динамика ориентационной структуры феррохолестерического жидкого кристалла, помещенного во вращающееся магнитное поле. Сцепление между магнитной и жидкокристаллической подсистемами предполагалось мягким и планарным. Получены уравнения движения директора и намагниченности ФХ во вращающемся с постоянной угловой скоростью магнитном поле. Показано, что вращающееся магнитное поле приводит к раскручиванию спиральной структуры ФХ, т.е. индуцирует переход феррохолестерик – ферронематик. Численно и аналитически проанализирован случай стационарного вращения структуры ФХ. Построены ориентационные фазовые диаграммы переходов ФХ–ФН при различных значениях материальных параметров суспензии. Было показано, что в случае мягкого сцепления увеличение скорости вращения магнитного поля приводит к уменьшению критических магнитных полей в режиме стационарного вращения ориентационной структуры. Поля раскручивания спиральной структуры ФХ меньше, чем для холестерического ЖК, при этом увеличение энергии сцепления и параметра влияния поля понижают порог перехода ФХ–ФН.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90183.

The reported study was funded by RFBR, project number 19-32-90183.

Список литературы / References

- Garbovskiy Y.A., Glushchenko A.V. Liquid Crystalline Colloids of Nanoparticles. *Solid State Physics*, 2010, **62**, 1–74. DOI: 10.1016/B978-0-12-374293-3.00001-8.
- Shen Y., Dierking I. Perspectives in liquid-crystal-aided nanotechnology and nanoscience. *Appl. Sci.*, 2019, **9** (12). Article 2512. DOI: 10.3390/app9122512.
- Чаусов Д. Н., Курилов А. Д., Беляев В. В. Жидкокристаллические нанокомпозиаты, легированные наночастицами редкоземельных элементов // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2020. Т. 20, № 2. С. 6–22. [Chausov D.N., Kurilov A.D., Belyaev V.V. Liquid crystal nanocomposites doped with rare earth elements. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2020, **20** (2), 6–22. (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2020.2.6].
- Burylov S., Petrov D., Lacková V., Zakutanská K., Burylova N., Voroshilov A., Skosar V., Agresti F., Kopčanský P., Tomašovičová N. Ferromagnetic and antiferromagnetic liquid crystal suspensions: Experiment and theory. *J. of Mol. Liq.*, 2021, **321**, 114467. DOI: 10.1016/j.molliq.2020.114467.
- Petrov D.A. Molecular-statistical theory of ferromagnetic liquid crystal suspensions. *Phys. Rev. E*, 2020, **101** (3), 030701. DOI: 10.1103/PhysRevE.101.030701.
- Князева Л. И., Макаров Д. В. Эффекты анизотропии поверхностного сцепления высокого порядка в ферронематических жидких кристаллах // *Жидк. крист. и их практич. использ.* 2018. Т. 18, № 4. С. 78–87. [Knyazeva L.I., Makarov D.V. Effects of high order surface anchoring anisotropy in ferromagnetic liquid crystals. *Liq. Cryst. and their Appl.*, 2018, **18** (4), 78–87. (in Russ.). DOI: 10.18083/LCAppl.2018.4.78].
- Brochard F., de Gennes P.G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals. *Journal de Physique (France)*, 1970, **31**, 691–708. DOI: 10.1051/jphys:01970003107069100.
- Zakhlevnykh A.N., Sosnin P.A. Ferrocholesteric-ferromagnetic transition in an external magnetic field. *J. of Magn. and Magn. Mater.*, 1995, **146**, 103–110. DOI: 10.1016/0304-8853(94)01645-3.
- Makarov D.V., Novikov A.A. Shear-induced ferrocholesteric-to-ferromagnetic transitions in magnetic field. *J. of Magn. and Magn. Mater.*, 2021, **532**, 167967. DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.167967.
- Potisk T., Svenšek D., Brand H.R., Pleiner H., Lisjak D., Osterman N., Mertelj A. Dynamic magneto-optic coupling in a ferromagnetic nematic liquid crystal. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, **119**, 097802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.097802.
- Potisk T., Pleiner H., Svenšek D., Brand H.R. Effects of flow on the dynamics of a ferromagnetic nematic liquid crystal. *Phys. Rev. E*, 2018, **97** (4), 042705. DOI: 10.1103/PhysRevE.97.042705.
- Sebastián N., Osterman N., Lisjak D., Čopič M., Mertelj A. Director reorientation dynamics of ferromagnetic nematic liquid crystals. *Soft Matter*, 2018, **14** (35), 7180–7189. DOI: 10.1039/C8SM01377B.
- Сонин А. С. Введение в физику жидких кристаллов. М.: Наука, 1983. 320 с. [Sonin A.S. Introduction to the Physics of Liquid Crystals. Moscow : Nauka, 1983, 320 p. (in Russ.)].
- Boychuk A.N., Makarov D.V., Zakhlevnykh A.N. Dynamics of liquid-crystalline magnetic suspensions in a rotating magnetic field. *Eur. Phys. J. E*, 2016, **39** (10). Article 101. DOI: 10.1140/epje/i2016-16101-y.
- Makarov D.V., Mandrykin S.D., Novikov A.A., Zakhlevnykh A.N. Effect of rotating magnetic field on orientational dynamics of ferrocholesteric liquid crystals. *J. of Magn. and Magn. Mater.*, 2018, **468**, 287–293. DOI: 10.1016/j.jmmm.2018.07.030.

16. Stewart I.W. The Static and Dynamic Continuum Theory of Liquid Crystals. London, New York : Taylor & Francis, 2004, 360 p.
17. Raikher Y.L., Stepanov V.I. Dynamic Magneto-Optical Response of Ferronematic Liquid Crystals. *J. Intelligent Mater. Syst. and Struct.*, 1996, **7**, 550–554. DOI: 10.1177/1045389X9600700514.
18. Burylov S.V., Raikher Yu.L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. II. Behavior of real ferronematics in external field. *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.*, 1995, **258**, 123–141.
19. Blinov L.M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Dordrecht : Springer, 2011, 439 p.
20. Derfel G., Shear flow induced cholesteric-nematic transition. *Mol. Cryst. and Liq. Cryst.*, 1983, **92** (2), 41–47. DOI: 10.1080/01406568308084517.
21. Makarov D., Novikov A., Zakhlevnykh A. Ferrocholesteric–ferronematic transitions induced by shear flow and magnetic field. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, 2017, **8**, 2552–2561. DOI: 10.3762/bjnano.8.255.
22. Tang X., Selinger J.V. Minimization principle for shear alignment of liquid crystals. *Phys. Rev. E*, 2020, **101** (3), 032701. DOI: 10.1103/PhysRevE.101.032701.

Поступила 11.05.2021 г.

Received 11.05.2021

Принята 10.06.2021 г.

Accepted 10.06.2021