

ОРИЕНТАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В КОНКУРИРУЮЩИХ ПОЛЯХ

Д. П. Сокольчик, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Теоретически исследовано влияние магнитного и электрического полей на ориентационную структуру неограниченного ферронематического жидкого кристалла при бистабильном сцеплении между магнитными частицами и ЖК-матрицей. Построены диаграммы ориентационных переходов ферронематика. Получены аналитические решения для пороговых полей перехода в гомеотропную и планарную фазы при малых напряженностях электрического поля. Найдены зависимости углов ориентации директора и намагниченности от напряженности магнитного поля.

Ключевые слова: ферронематик; электрическое поле; магнитное поле; бистабильное сцепление

ORIENTATIONAL STRUCTURE OF FERRONEMATIC LIQUID CRYSTALS IN COMPETITIVE FIELDS

D. P. Sokolchick, D. V. Makarov

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

We have theoretically studied the effect of magnetic and electric fields on the orientation structure of an unbounded ferronematic liquid crystal with a bistable coupling between magnetic particles and an LC-matrix. Diagrams of orientational transitions of ferronematic are plotted. Analytical solutions for the threshold fields of the transition to the homeotropic and planar phases for small electric field strengths are obtained. Dependences of the director and magnetization orientation angles on the magnetic field strength are calculated.

Keywords: ferronematic; electric field; magnetic field; bistable coupling

Жидкие кристаллы (ЖК) - это вещества, которым присущи свойства как обычных жидкостей (текучесть), так твердых тел (анизотропия). Большинство ЖК являются диамагнетиками и обладают малой анизотропией диамагнитной восприимчивости. Добавление даже небольшого количества магнитных частиц в ЖК может существенно понизить магнитные поля, необходимые для управления их ориентационной структурой [1]. Суспензию игольчатых частиц ферромагнетика, в которой средой-носителем является нематический ЖК, называют ферронематическим ЖК, или ферронематиком (ФН). Для таких сред свойственна сильная ориентационная связь между ЖК-матрицей и частицами и высокая чувствительность к магнитному полю.

В настоящей работе теоретически исследуется поведение ориентационной структуры ФН под воздействием электрического и магнитного полей

при учете бистабильного сцепления между магнитными частицами и ЖК матрицей.

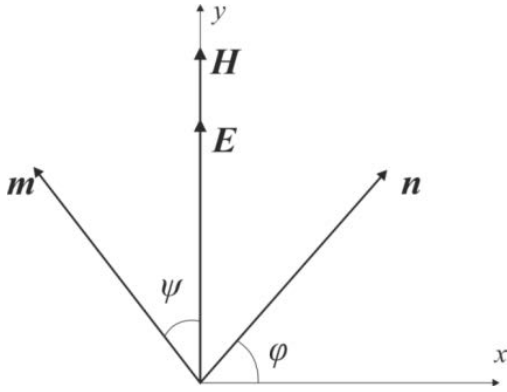


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим неограниченный образец ФН (рис. 1.) с однородным распределением магнитных частиц, который помещен в электрическое $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ и магнитное $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ поля. Равновесная ориентационная структура ФН определяется из минимума полной свободной энергии $F = \int F_V dV$, объемная плотность которой с учетом бистабильного сцепления имеет вид [2–3]

$$F_V = -M_s f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) - \frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 + \frac{W}{d} f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2 [1 - \zeta(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2]. \quad (1)$$

Здесь M_s - намагниченность насыщения материала феррочастиц, \mathbf{n} – директор ЖК, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности ФН, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК, $W > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления директора и намагниченности, ζ - параметр поверхностной анизотропии, f - объемная доля частиц в суспензии, d - поперечный диаметр частицы. Первый вклад в (1) - диамагнитная энергия ЖК-матрицы, второй - энергия феррочастиц в магнитном поле, третий вклад - энергия взаимодействия электрического поля с ЖК, четвертый вклад - энергия ориентационного взаимодействия магнитных частиц с ЖК-матрицей. Учитывая геометрию задачи, векторные поля \mathbf{n} и \mathbf{m} будем искать в виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi, \cos \psi, 0). \quad (2)$$

Объемная плотность свободной энергии ФН (1) с учетом (2) может быть записана в терминах безразмерных величин:

$$F_V = H_0^2 \chi_a \left[-h \cos \psi - \frac{h^2}{2} \sin^2 \varphi - \frac{E^2}{2} \sin^2 \varphi + \sigma \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right], \quad (3)$$

где $h = \frac{H \chi_a}{M_s f}$ - безразмерная напряженность магнитного поля, E - безразмерная напряженность электрического поля, $\sigma = \frac{W}{d M_s^2 f}$ - безразмерная энергия сцепления между \mathbf{n} и \mathbf{m} . Минимизация полной свободной энергии ФН $F = \int F_V dV$ по углам φ и ψ приводит к уравнениям

$$\frac{h^2}{2} \sin 2\varphi + \frac{E^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (4)$$

$$h \sin \psi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (5)$$

Система (4) – (5) имеет тривиальные решения, описывающие гомеотропную, угловую и планарную ориентационные фазы ФН (см. рис. 2).

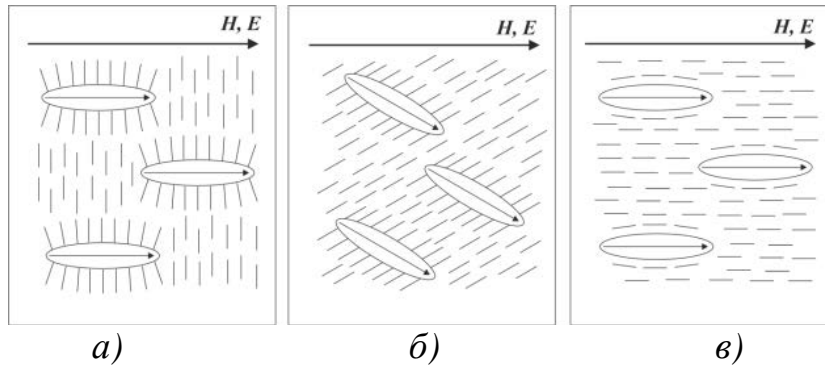


Рис. 2. Однородные ориентационные фазы ФН:
а) гомеотропная; б) угловая; в) планарная

Гомеотропная фаза ФН соответствует решению $\varphi = \psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$. В угловой фазе ФН угол между \mathbf{n} и \mathbf{m} меняется в интервале от нуля до $\pi/2$, а в планарной фазе ФН $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$.

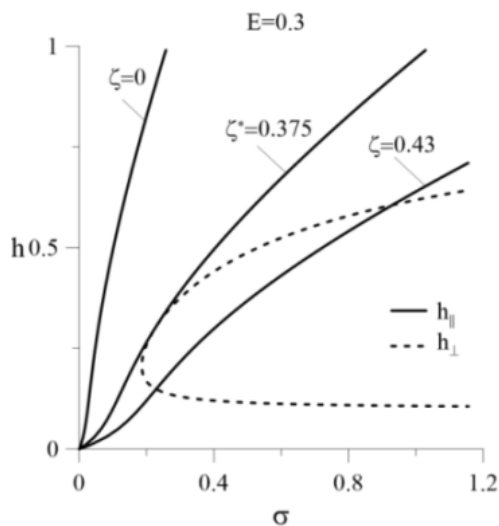


Рис. 3. Фазовая диаграмма ориентационных состояний ФН для $E = 0.3$ и при различных значениях ζ

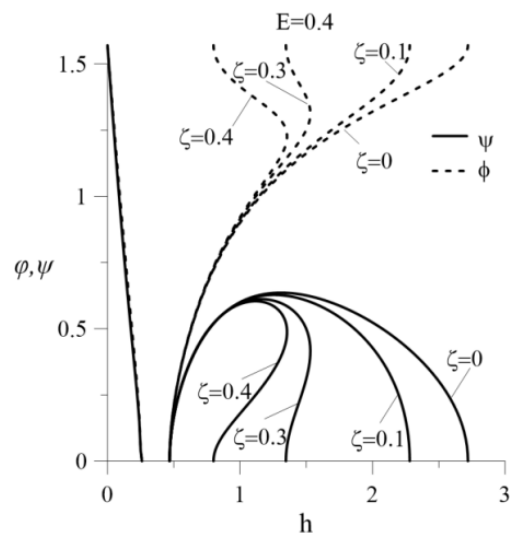


Рис. 4. Зависимость углов ориентации директора φ и намагниченности ψ от напряженности h для $\sigma=1$

При включении магнитного поля с ростом его напряженности гомеотропная фаза сменяется угловой при некотором критическом поле h_{\perp} . Из системы (4) – (5) можно получить уравнение, определяющее это поле:

$$h_{\perp}^3 + 2\sigma h_{\perp}^2 + (E^2 - 2\sigma)h_{\perp} + 2\sigma E^2 = 0.$$

Аналитические решения этого уравнения в слабых электрических полях ($E \ll 1$) имеют вид:

$$h_{\perp} = h_{\perp 0} \left[1 - E^2 \frac{h_{\parallel 0}}{2\sigma(2 - h_{\perp 0})} \right] \quad \text{и} \quad h_{\perp} = E^2$$

для верхней и нижней ветвей зависимости $h_{\perp}(\sigma)$ показанной на рис. 3 штриховой линией. Как видно из фазовой диаграммы на этом рисунке, при

наличии электрического поля ($E \neq 0$) зависимость $h_{\perp}(\sigma)$ носит неоднозначный характер, т. е. существуют два значения поля, соответствующие одной и той же энергии сцепления σ . Внутренняя область, ограниченная кривой $h_{\perp}(\sigma)$, отвечает гомеотропной фазе, внешняя область – угловой фазе. Поле h_{\perp} не зависит от ζ , поэтому для различных ζ график $h_{\perp}(\sigma)$ сохраняет свой вид, совпадая с решением, полученным в [4] для $\zeta = 0$. При $\sigma > \sigma_{min}$ с увеличением h возможна последовательность переходов: угловая фаза – гомеотропная фаза – угловая фаза – планарная фаза. При $\sigma < \sigma_{min}$ в ФН реализуется только угловая фаза. С ростом напряженности электрического поля величина σ_{min} увеличивается, а при $E = 0.5$ значение $\sigma_{min} \rightarrow \infty$ и гомеотропная фаза перестает существовать. При увеличении напряженности магнитного поля угловая фаза сменяется планарной при $h = h_{||}$, определяемой из уравнения

$$h_{||}^3 - 2\sigma h_{||}^2(1 - 2\zeta) - [2\sigma(1 - 2\zeta) - E^2]h_{||} - 2\sigma E^2(1 - 2\zeta) = 0.$$

Результаты численного решения этого уравнения, показанные сплошной линией на рис. 3, показывают, что при увеличении электрического поля E и параметра поверхностной анизотропии ζ порог устойчивости смещается в область меньших полей. Кривые зависимостей $h_{||}(\sigma)$ и $h_{\perp}(\sigma)$ соприкасаются при $\zeta^* = 2E/(2E + 1)$. На рис. 4 изображены углы ориентации директора и намагниченности как функции магнитного поля h при различных значениях параметра поверхностной анизотропии ζ . В электрическом поле ($E \neq 0$), но в отсутствие магнитного поля ($h = 0$), ФН находится в гомеотропной фазе с $\varphi = \psi = \pi/2$. При включении магнитного поля с ростом его напряженности h углы φ и ψ уменьшаются, обращаясь в нуль при $h = h_{\perp 1}$. В диапазоне полей $h_{\perp 1} < h \leq h_{\perp 2}$ в ФН реализуется гомеотропная фаза с $\varphi = \psi = 0$. При дальнейшем росте магнитного поля при $h = h_{\perp 2}$ происходит возвратный переход в угловую фазу. При некотором значении ζ на угловых зависимостях ФН появляются области неоднозначности, указывающие на возможность ориентационных переходов первого рода в системе.

Список литературы

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // Molecular Crystal and Liquid Crystals. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
3. Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N. Magnetically induced bistable behavior of ferronematic liquid crystals // Physical Review E. 2013. Vol. 88. 052503.
4. Захлевных А. Н., Макаров Д. В. Влияние электрического и магнитного полей на ориентационную структуру ферронематического жидкого кристалла // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 9. С. 7–16.