

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Н. Тимченко, Д. В. Макаров

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

Ферронематический жидкий кристалл [1], или ферронематик (ФН), – это низкоконцентрированная суспензия ферромагнитных частиц в нематическом жидком кристалле (НЖК). Одной из важных особенностей ФН является сильная ориентационная связь между феррочастицами и жидкокристаллической матрицей. Приложенное к ФН внешнее магнитное поле, меняя ориентацию частиц, изменяет и ориентационную структуру жидкого кристалла. Этот эффект позволяет управлять ориентацией НЖК при помощи слабых магнитных полей. Целью данной работы является теоретическое описание ориентационной структуры ферронематического жидкого кристалла, заключенного между двумя параллельными пластинами, в плоскости которых под произвольным углом приложено однородное магнитное поле.

Рассмотрим плоский слой ферронематика толщиной D (рис. 1). Приложим внешнее магнитное поле $\mathbf{H} = H(\cos\alpha, \sin\alpha, 0)$ под некоторым углом α в плоскости слоя. Сцепление директора на границах слоя будем считать жестким и планарным.

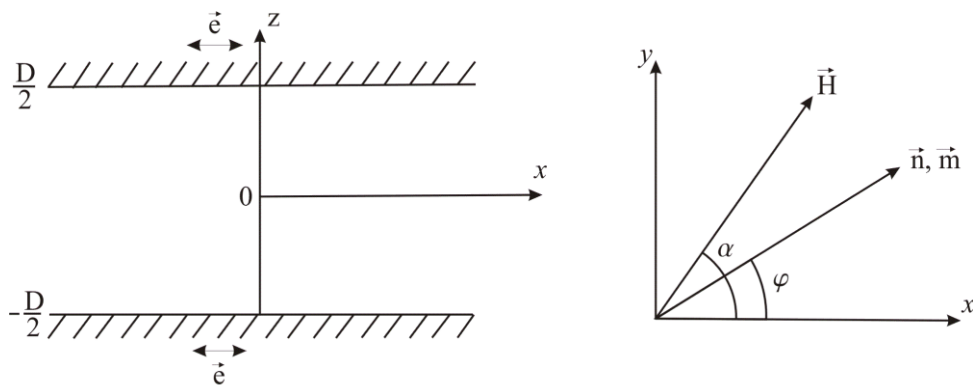


Рис. 1. Ориентация слоя ферронематика в однородном магнитном поле

Пренебрегая деталями структуры на молекулярном масштабе, для описания деформаций ФН будем использовать континуальную теорию [1, 2], в которой направление преимущественной ориентации молекул ЖК характеризуется единичным вектором \mathbf{n} , называемым директором, а ориентация магнитных частиц – единичным вектором \mathbf{m} вдоль намагниченности суспензии. Полная свободная энергия ФН имеет вид [2, 3]:

$$\mathcal{F} = \int_V F_V dV, \quad F_V = F_d + F_{dia} + F_{ferro} + F_{entr}, \quad (1)$$

$$F_d = \frac{K_{11}}{2}(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + \frac{K_{22}}{2}(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + \frac{K_{33}}{2}(\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2, \quad F_{dia} = -\frac{\chi_a}{2}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2$$

$$F_{ferro} = -M_s f \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}, \quad F_{entr} = \frac{k_B T}{\nu} f \ln f,$$

где F_d – потенциал Озеена-Франка, F_{dia} – объемная плотность диамагнитной энергии ЖК-матрицы, F_{ferro} – объемная плотность энергии феррочастиц в магнитном поле, F_{entr} – вклад энтропии смешения частиц в суспензии, K_{ii} – константы Франка, \mathbf{H} – напряженность магнитного поля, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости ферронематика. Сцепление магнитных частиц с молекулами жидкого кристалла будем считать жестким и планарным, так что далее везде $\mathbf{n} = \mathbf{m}$. Пусть $\chi_a > 0$, тогда директор \mathbf{n} стремится повернуться вдоль поля \mathbf{H} .

В отсутствие магнитного поля ФН имеет однородную структуру: директор и намагниченности во всем слое направлены вдоль оси x . Включение поля приводит к повороту феррочастиц и молекул ЖК вдоль поля, вызывая деформацию ориентационной структуры ФН в плоскости xOy . Это позволяет параметризовать директор $\mathbf{n} = [\cos\varphi(z), \sin\varphi(z), 0]$, тогда плотность свободной энергии F_v (1) ФН примет вид:

$$F_v = \frac{K_{22}}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 - M_s f H \cos(\varphi - \alpha) - \frac{\chi_a H^2}{2} \cos^2(\varphi - \alpha) + \frac{k_B T}{\nu} f \ln f. \quad (2)$$

Минимизация функционала свободной энергии ФН (1) по углу φ и объемной доле магнитных частиц f при условии постоянства числа частиц в слое приводит к системе интегро-дифференциальных уравнений ориентационного равновесия ФН:

$$\varphi'' - \frac{h^2}{2} \sin 2(\varphi - \alpha) - bhg \sin(\varphi - \alpha) = 0,$$

$$g = \frac{f}{f_0} = Q \cdot \exp\left\{ \frac{bh}{\kappa} \cos(\varphi - \alpha) \right\}, \quad Q = \left[\int_{-1/2}^{1/2} \exp\left\{ \frac{bh}{\kappa} \cos(\varphi - \alpha) \right\} d\zeta \right]^{-1}. \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\varphi\left(\pm \frac{1}{2}\right) = 0, \quad (4)$$

В уравнениях (3)–(4) введены следующие безразмерные переменные:

$$\zeta = \frac{z}{D}, \quad h = \frac{H}{H_q}, \quad b = \frac{H_q}{H_d}, \quad \kappa = \frac{k_B T f_0 D^2}{K_{22} \nu}, \quad (5)$$

здесь $f_0 = N\nu/V$ – средняя объемная доля магнитных частиц в ФН, κ – сегрегационный параметр, h является безразмерной напряжённостью магнитного поля, где в качестве единицы измерения поля выбрана величина $H_q = D^{-1} \sqrt{k_{22}/\chi_a}$, при которой упругий F_d и диамагнитный F_{dia} вклады в свободную энергию ФН (1) будут одного порядка. Сопоставление упругого

F_d и ферромагнитного F_{ferro} вкладов дает еще одну характерную величину напряжённости поля: $H_d = K_{22}/M_s f_0 D^2$. Параметр b является отношением полей H_q и H_d , характеризую режимы воздействия магнитного поля на ФН.

Интегрирование системы (3) с учетом граничных условий (4) приводит к уравнениям, определяющим ориентационное и концентрационное распределения в ФН при различных значениях материальных параметров суспензии, напряженностях и углах ориентации магнитного поля:

$$\frac{1}{2} - \zeta = \pm \int_0^{\varphi(\zeta)} \sqrt{R} d\varphi, \quad \frac{1}{2} = \pm \int_0^{\varphi_0} \sqrt{R} d\varphi, \quad \frac{1}{2} = \pm \int_0^{\varphi_0} g \sqrt{R} d\varphi, \quad (6)$$

где $g = Q \exp\left\{\frac{bh}{\kappa} \cos(\varphi - \alpha)\right\}$, $g_0 = g(0) = Q \exp\left\{\frac{bh}{\kappa} \cos(\varphi_0 - \alpha)\right\}$,
 $R^{-1} = h^2 [\cos^2(\varphi_0 - \alpha) - \cos^2(\varphi - \alpha)] + 2\kappa(g_0 - g)$.

Результаты численного решения системы уравнений (6) представлены на рис. 2–4.

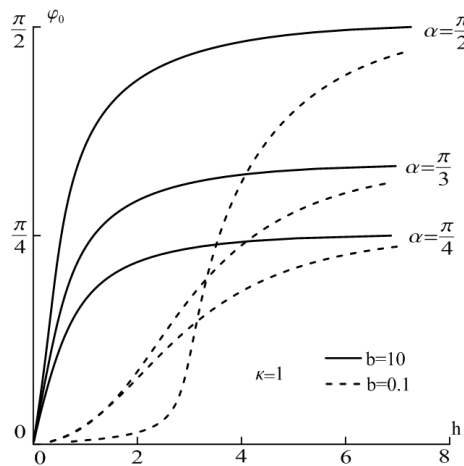


Рис. 2. Угол поворота директора φ_0 в центре слоя ФН как функция напряженности магнитного поля h при различных значениях параметра b

На рис. 2. изображена полевая зависимость угла ориентации директора φ_0 в центре слоя. С ростом напряженности магнитного поля h угол φ_0 монотонно увеличивается, асимптотически стремясь к значению угла ориентации магнитного поля α . При квадрупольном режиме влияния магнитного поля на ФН ($b \ll 1$) рост угла φ_0 происходит значительно слабее, чем при дипольном режиме ($b \gg 1$). Для ферронематика и беспримесного нематика на рис. 3 показаны зависимости углов поворота директора φ от координаты ζ внутри слоя. Для одного и того же значения напряжённости магнитного поля, превышающего критическое поле Фредерикса, угол поворота директора в центральной части слоя в ферронематике больше, чем в чистом жидком кристалле.

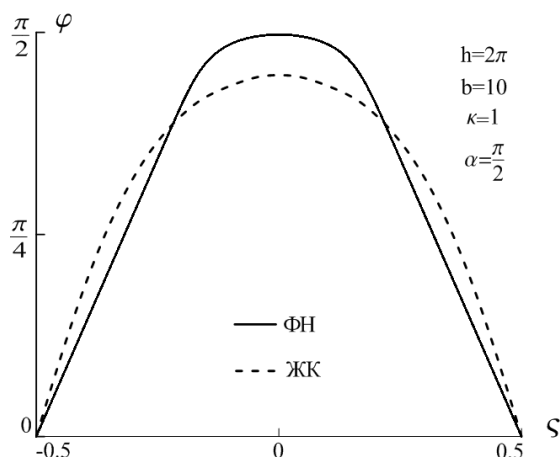


Рис. 3. Зависимости угла поворота директора $\varphi(\zeta)$ ферронематике (сплошная линия) и нематике (штриховая кривая)

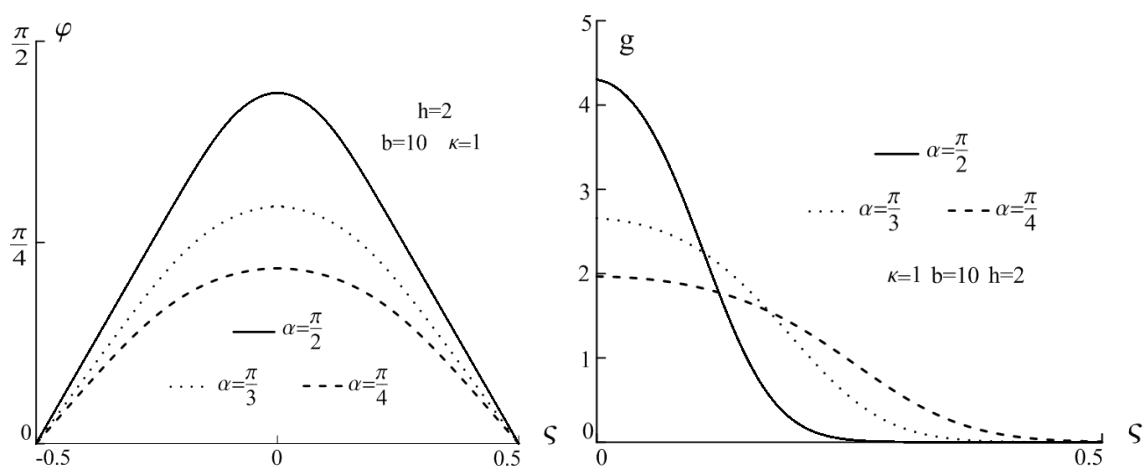


Рис. 4. Ориентационное (слева) и концентрационное (справа) распределения феррочастиц внутри слоя ФН при различных значениях угла ориентации магнитного поля α

На рис. 4 представлены пространственные зависимости угла ориентации директора и приведённой объемной доли феррочастиц ФН для различных углов ориентации поля α . Видно, что при фиксированном значении напряжённости магнитного поля h с увеличением угла поворота α растёт отклонение директора от исходной ориентации, а приведённая объемная доля магнитных частиц уменьшается у стенок слоя, увеличиваясь в его центре. Наиболее сильно этот эффект выражен при ортогональной ориентации поля.

Список литературы

1. *de Gennes P. G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 596 p.
2. *Brochard F., de Gennes P. G.* Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
3. *Райхер Ю. Л., Бурьлов С. В., Захлевных А. Н.* Ориентационная структура и магнитные свойства ферронематика во внешнем поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1986. Т. 91. С. 542–551.