

ПОЛЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СУСПЕНЗИИ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

А. Н. Захлевных, М. Г. Фаттахова

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

Ферронематик (ФН) представляет собой разбавленную магнитную суспензию анизотричных частиц ферро- или ферримагнетика, в которых жидкостью-носителем является нематический жидкий кристалл (НЖК). ФН обладают свойствами ЖК – текучестью и ориентационным порядком, а также высокой магнитной восприимчивостью [1, 2]. Отличительной особенностью ФН является то, что в нем, наряду с характерным для ЖК квадрупольным (диамагнитным) механизмом воздействия магнитного поля, имеется еще и дипольный (ферромагнитный) механизм влияния поля \mathbf{H} на магнитные моменты феррочастиц, внедренных в нематическую матрицу. Диамагнитные взаимодействия между магнитным полем и директором квадратичны по полю \mathbf{H} , а взаимодействие между магнитными частицами и полем линейно по \mathbf{H} , поэтому дипольный механизм определяет поведение ферронематика в слабых полях. По этой причине ферронематики ориентируются в отличие от обычных нематиков достаточно слабым полем [3].

В настоящей работе мы будем исследовать вызванные магнитным полем ориентационные переходы в неограниченном ФН с гомеотропным сцеплением магнитных частиц с матрицей и положительной диамагнитной анизотропией матрицы [3]. В этом случае включение поля вызывает поворот частиц в направлении поля, а директор в силу гомеотропного сцепления и конечной энергии сцепления ориентируется перпендикулярно полю. Однако наличие положительной анизотропии диамагнитной восприимчивости предполагает, что директору также энергетически выгодно ориентироваться вдоль поля, чему противодействует энергия сцепления. Иными словами, дипольный и квадрупольный механизмы взаимодействия ферронематика с полем оказываются конкурирующими. Задача состоит в том, чтобы изучить ориентационные переходы в случае, когда в свободной энергии ферронематика присутствуют полевые вклады, которые разрешены симметрией системы, и являются, наряду с традиционно учитываемыми [3], линейными или квадратичными по напряженности поля.

Запишем плотность свободной энергии [3]:

$$F = -\frac{1}{2}\chi_a(n\mathbf{H})^2 - M_s f(m\mathbf{H}) + \frac{Wf}{d}(nm)^2 + \alpha f(nm)(n\mathbf{H}) + \beta f(nm)(n\mathbf{H})(m\mathbf{H}), \quad (1)$$

где \mathbf{n} – директор жидкого кристалла; f – объемная доля магнитных частиц; \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности суспензии; M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц; χ_a – анизотропия диамагнит-

ной восприимчивости жидкого кристалла (мы полагаем $\chi_a > 0$, поэтому директор стремится повернуться в направлении поля); W – плотность поверхностной энергии взаимодействия частиц с ЖК-матрицей (будем считать $W > 0$, в этом случае в отсутствие магнитного поля свободная энергия минимальна при $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$, что соответствует гометропному сцеплению директора и магнитных частиц); d – поперечный диаметр частицы; α и β – дополнительные восприимчивости ФН. В разбавленной суспензии $f \ll 1$, что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями.

Под действием поля $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ начальная ориентационная структура ферронематика вращается и компоненты директора \mathbf{n} и единичного вектора намагниченности \mathbf{m} можно искать в виде:

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

Таким образом, угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{m} не фиксирован и может быть изменен магнитным полем \mathbf{H} .

Выберем в качестве единицы измерения напряженности поля значение $H_0 = M_s f / \chi_a$, которое показывает характер изменения режима влияния поля от дипольного к квадрупольному, тогда $H = H_0 h$, где h – безразмерная напряженность поля. Определим безразмерные материальные параметры $\sigma = W\chi_a / dM_s^2 f$ – безразмерная энергия сцепления магнитных частиц с жидкокристаллической матрицей, и величины $A = \alpha / M_s$ и $B = \beta f / \chi_a$, характеризующие восприимчивость ферронематика к полю.

Минимизация свободной энергии (1) по ϕ и ψ дает уравнения равновесия

$$-\frac{1}{2}h^2 \sin 2\phi + \sigma \sin 2(\phi - \psi) + Ah \sin(2\phi - \psi) + Bh^2 \cos \psi \sin(2\phi - \psi) = 0, \quad (3a)$$

$$h \sin \psi - \sigma \sin 2(\phi - \psi) - Ah \sin \phi \cos(\phi - \psi) - Bh^2 \sin \phi \cos(\phi - 2\psi) = 0. \quad (3b)$$

Эти уравнения определяют зависимости углов ориентации директора ϕ и намагниченности ψ от напряженности поля и материальных параметров.

Рассмотрим частные решения системы уравнений (3), отвечающие различным фазам ферронематика.

Фаза 1, в которой $\phi = \psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$, т.е. $\mathbf{n} \perp \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$. Эта фаза характеризуется гометропным сцеплением магнитных частиц с директором. В ней магнитные частицы ориентированы вдоль поля, а директор ортогонален полю. Это означает, что любое бесконечно малое магнитное поле ориентирует неограниченный ферронематик таким образом, что вектор намагниченности становится параллелен полю. Фаза 1 термодинамически устойчива, пока $h \leq h_{\perp}$. Выше h_{\perp} она сменяется фазой 2, кото-

рую называют угловой [3]. Вблизи h_{\perp} директор и намагниченность слабо отклоняются от своих значений $\phi = \psi = 0$. Это позволяет решить уравнения (3) аналитически и найти поле перехода h_{\perp} :

$$B^2 h_{\perp}^4 + h_{\perp}^3 (2B(A-1)+1) + h_{\perp}^2 (A(A-2) + 2\sigma) - 2h_{\perp} \sigma = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) определяет зависимость поля перехода h_{\perp} из фазы 1 в фазу 2 в зависимости от энергии сцепления магнитных частиц с ЖК матрицей σ и дополнительных восприимчивостей A и B .

Фаза 2, в которой $\phi = \phi_0(h, \sigma, A, B)$, $\psi = \psi_0(h, \sigma, A, B)$ называется угловой фазой. Здесь ϕ_0 и ψ_0 – углы ориентации директора и намагниченности в угловой ФН фазе, значения которых зависят от напряженности поля и материальных параметров суспензии. Угловая ФН фаза устойчива при $h_{\perp} \leq h \leq h_{\parallel}$ [3], где h_{\parallel} – пороговое поле, выше которого устойчива фаза 3 – фаза с планарным типом сцепления магнитных частиц с ЖК матрицей.

Фаза 3, в которой $\phi = \pi/2$ и $\psi = 0$, т.е. $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$ и $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$. В этой фазе условия сцепления магнитных частиц с директором являются планарными, т.е. директор и единичный вектор намагниченности ориентированы вдоль поля $\mathbf{H} = (0, H, 0)$. Эта планарная фаза 3 термодинамически устойчива при $h \geq h_{\parallel}$. Пороговое поле h_{\parallel} находится из уравнения

$$Bh_{\parallel}^3 (2 - 3B) + h_{\parallel}^2 (A(1 - 4B) + 1) + h_{\parallel} (2\sigma(1 - 2B) + A(2 - A)) + 2\sigma(1 - A) = 0. \quad (5)$$

Это уравнение определяет зависимость поля h_{\parallel} перехода из угловой фазы ФН в планарную фазу от материальных параметров σ , A и B .

Рассмотрим случай, когда безразмерный параметр $A = \alpha/M_s$, характеризующий восприимчивость ФН к полю, отрицателен ($A < 0$). Фазовая диаграмма ФН при $A = -1$, $B = 1$ представлена на рис. 1. Область под кривой h_{\perp} отвечает фазе 1, характеризующейся гомеотропным сцеплением магнитных частиц с директором. Область, ограниченная кривой h_{\parallel} , отвечает фазе 3, в которой условия сцепления магнитных частиц с директором являются планарными. Фаза 2 – угловая ФН фаза, устойчива при $h_{\perp} \leq h \leq h_{\parallel}$. Из рисунка видно, что имеется пороговое значение энергии сцепления σ^* , такое, что при $\sigma > \sigma^*$ (сильное сцепление) с увеличением магнитного поля h при $h < h_{\perp}$ ферронематик находится в фазе 1, а при $h = h_{\perp}$ происходит фазовый переход в угловую фазу 2. При $\sigma < \sigma^*$ (слабое сцепление) при $h < h_{\perp}$ ферронематик находится в фазе 1, затем при $h = h_{\perp}$ происходит переход в угловую фазу 2, в которой ФН находится при $h_{\perp} < h < h_{\parallel}^-$ (здесь h_{\parallel}^+ отвечает верхней

ветви кривой h_{\parallel} , а h_{\parallel}^{-} – нижней ветви кривой h_{\parallel}). С ростом поля при $h = h_{\parallel}^{-}$ происходит переход в планарную фазу 3, в которой ФН находится в диапазоне полей $h_{\parallel}^{-} < h < h_{\parallel}^{+}$, а при $h = h_{\parallel}^{+}$ происходит возвратный переход в угловую фазу 2, в которой ФН будет находиться при дальнейшем увеличении поля. Эта картина возвратных фазовых переходов показана на рис. 2, где представлены зависимости углов ориентации директора и намагниченности при $\sigma = 0.1 < \sigma^*$, построенные с помощью уравнений (3).

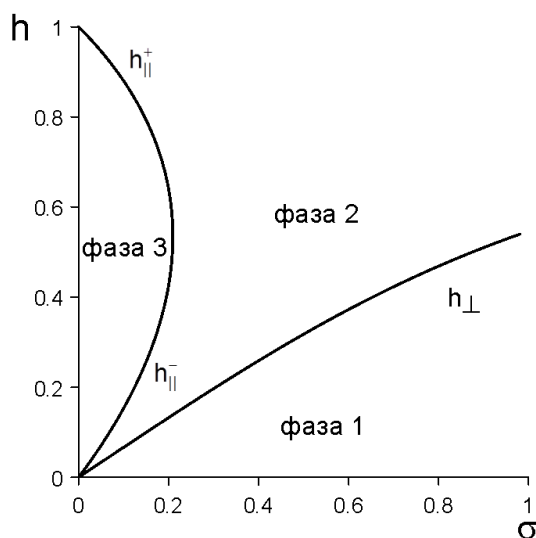


Рис. 1. Фазовая диаграмма ферронематика в плоскости (h, σ) при $A = -1; B = 1$

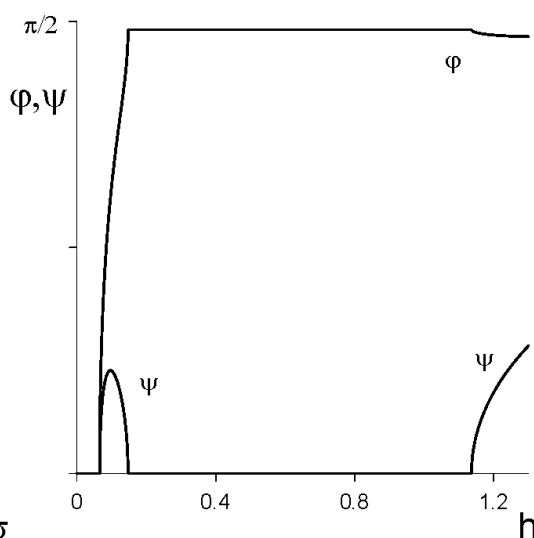


Рис. 2. Углы φ и ψ как функции магнитного поля h при $\sigma = 0.1; A = -1; B = 1$

Таким образом, наличие дополнительных полевых вкладов в свободной энергии (1) приводит к возможности существования возвратных ориентационных переходов.

Список литературы

1. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства М., 2013. 480 с.
2. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
3. Zakhlevnykh A. N. Threshold magnetic fields and Freedericksz transition in a ferronematic // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 269, No.2. P. 238–244.