

15,11

Влияние слабого сцепления на магнитный переход Фредерикса в ферронематическом жидком кристалле

© В.А. Попов, В.Г. Гилев, А.Н. Захлевных[†]

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
Пермь, Россия

[†] E-mail: anz@psu.ru

(Поступила в Редакцию 27 января 2017 г.

В окончательной редакции 29 января 2018 г.)

Экспериментально исследован магнитный переход Фредерикса в ферронематике — разбавленной суспензии магнитных наночастиц в нематическом жидком кристалле MBVA. Точка перехода определялась путем диэлектрических измерений емкости в ячейках различной толщины для образцов с различной объемной долей феррочастиц. Изучен эффект слабого сцепления между магнитной и жидкокристаллической подсистемами. Показано, что малые концентрации квазисферических магнитных частиц понижают порог магнитного перехода Фредерикса по сравнению с чистым жидким кристаллом. Проведено теоретическое обоснование полученных результатов. Построена фазовая диаграмма суспензии и предложен способ определения энергии сцепления магнитных частиц с жидкокристаллической матрицей.

DOI: 10.21883/FTT.2018.07.46137.364

1. Введение

Жидкие кристаллы (ЖК) отличаются сочетанием свойств обычных жидкостей (текучесть) и кристаллов (анизотропия) и занимают промежуточное положение между твердой и жидкой фазами. Под влиянием внешних силовых полей они изменяют ориентационную структуру, что позволяет управлять их физическими свойствами [1]. Использование ЖК в качестве матриц для создания суспензий коллоидных частиц позволяет изменить свойства ЖК или осуществить их тонкую настройку. Исследование физических свойств ЖК-суспензий представляет большой интерес с точки зрения потенциальных приложений в устройствах отображения информации и не меньший интерес для фундаментальной науки.

ЖК являются диамагнитными средами и их магнитная восприимчивость очень мала, поэтому для управления их ориентационной структурой в тонких ячейках нужны сильные магнитные поля. Величину магнитного поля, вызывающего переориентацию директора в ячейке, можно уменьшить, увеличивая толщину образца, или путем допирования магнитных частиц в ЖК. Суспензия, полученная путем допирования нематического ЖК ферромагнитными наночастицами, получила название ферронематика (ФН). Такая суспензия имеет два механизма ориентирующего влияния магнитного поля — квадрупольный (диамагнитный) и дипольный (ферромагнитный). Первый из них типичен для ЖК и обусловлен анизотропией диамагнитной восприимчивости, другой связан с воздействием поля на магнитные моменты феррочастиц. Эти механизмы в ФН взаимосвязаны вследствие сил ориентационного сцепления, ориентирующих феррочастицы в ЖК-матрице.

В данной работе исследуется магнитная суспензия на основе нематического ЖК. В таких ЖК длинные оси

молекул ориентированы преимущественно вдоль одного направления, характеризуемого единичным вектором \mathbf{n} , называемым директором. Наиболее важным эффектом в ЖК является пороговое изменение ориентационной структуры ЖК под действием внешнего электрического или магнитного поля, называемое переходом Фредерикса. Этот переход является результатом конкуренции внешнего поля, которое стремится повернуть директор ЖК по полю или поперек его (в зависимости от знака диэлектрической или диамагнитной анизотропии) и ориентационно-упругими силами, которые стремятся сохранить первоначальную структуру поля директора [1]. Значение внешнего поля, при котором происходит переориентация директора, называется критическим полем перехода Фредерикса B_c .

Идея синтеза ФН была предложена Брошар и де Женном в работе [2] и впоследствии экспериментально реализована. Современное состояние экспериментальных исследований ферронематиков отражено в работах [3–9] и в обзорных статьях [10,11]. Большинство исследований посвящено влиянию внешних полей на структуру суспензий индуцированных внешними полями. Исследованы суспензии, содержащие сферические, стержнеобразные, либо дискообразные магнитные частицы.

Анализ литературных данных показывает, что физические свойства ФН и эффекты, обусловленные наличием наночастиц, зависят от размера, формы и объемной доли частиц, а также от энергии их сцепления с молекулами ЖК матрицы, типа сцепления частиц с матрицей (планарное или гомеотропное), что делает актуальными экспериментальные исследования ориентационных эффектов в ФН в широком диапазоне изменения их параметров.

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение магнитного перехода Фредерикса в ферромаг-

нитных суспензиях на основе нематического жидкого кристалла МВВА в магнитных полях лабораторных масштабов. Исследования выполнены для ячеек различной толщины для ФН с различной объемной долей дисперсной фазы. Проведены оценки энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей.

2. Экспериментальная часть

2.1. Измерительные ячейки. ЖК-ячейки являются основным элементом для изучения физических свойств ЖК и суспензий на их основе, поэтому их качество играет основную роль в практических и фундаментальных приложениях. Жидкий кристалл находится в плоской ячейке, ограниченной двумя стеклянными пластинами (рис. 1, *a*). Приготовленные ячейки имели размер стекол 20×25 мм. На внутренних поверхностях стекол напылен прозрачный проводящий слой (ITO — индиево-оловянный оксид), образующий обкладки конденсатора и токоподводящие электроды. Схема расположения обкладок конденсатора и электродов ячейки показана на рис. 1, *b*.

Для фиксации зазора между стеклами использовались изолирующие пленки тефлона. Для измерений были изготовлены две ячейки с толщиной слоя 35 и 45 μm . Для создания планарной ориентации директора ЖК использовалось параллельное механическое натирание стеклянных подложек, предварительно покрытых полимерным слоем (поливиниловый спирт) по методике работы [12]. Оценка угла преднаклона директора выполнена с помощью измерений интерференции поляризованных лучей по методике работы [13]. Измерения показали, что в обеих ячейках на границах осуществляется планарная ориентация директора с углом преднаклона не более 3° .

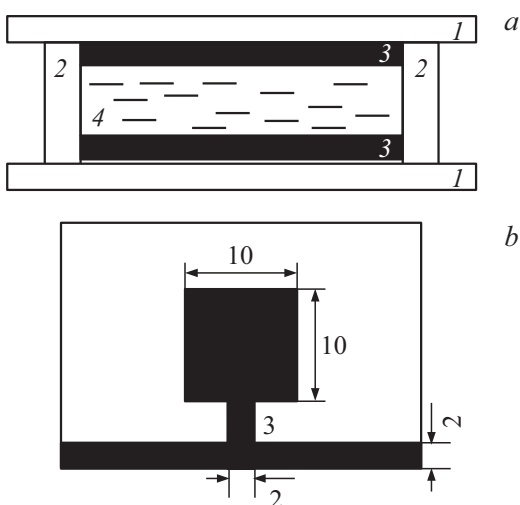


Рис. 1. *a* — структура жидкокристаллической ячейки: 1 — стеклянные подложки с напыленным проводящим слоем, 2 — прокладки, 3 — ориентирующий слой, 4 — исследуемый образец; *b* — геометрия проводящей области (размеры указаны в мм).

2.2. Исследуемые образцы. Исследованный в работе ферронематик представлял собой суспензию квазисферических ферромагнитных частиц Fe_3O_4 , покрытых слоем олеиновой кислоты в качестве стабилизатора, в нематическом жидком кристалле МВВА. Гранулометрический анализ показал, что средний диаметр магнитных частиц составлял 10 нм, средний магнитный момент $3 \cdot 10^{-19}$ А·м², намагниченность насыщения магнетита 490 кА/м [14].

В качестве несущей среды использовался термотропный жидкий кристалл МВВА, обладающий отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} \approx -0.7$ и положительной анизотропией диамагнитной восприимчивости $\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} \approx 12.6 \cdot 10^{-7}$ [1]. Область существования нематической фазы МВВА лежит в пределах от 22 до 45°C [1].

В процессе приготовления ФН феррочастицы, покрытые стабилизатором, смешивались с МВВА. Контейнер со смесью помещался в ультразвуковую ванну и перемешивался в ней при температуре изотропной фазы (50°C) в течение 10 h на частоте 40 kHz. В результате получалась однородная смесь. Для удаления агрегатов частиц контейнер со смесью помещался в неоднородное магнитное поле на 12 h. В результате магнитной сепарации коллоид, как правило, расслаивался на „тяжелую“ (на дне сосуда) и „легкую“ фракции. В экспериментах использовалась верхняя „легкая“ фракция раствора. Такая смесь оставалась седиментационно устойчивой в течение 2–3 месяцев. Для измерений было подготовлено два образца с объемной долей феррочастиц $f_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ и $f_2 = 5 \cdot 10^{-4}$. Объемная доля измерялась пикнометром объемом 1 см³.

2.3. Методика измерений. Эффект Фредерикса исследовался с помощью диэлектрических измерений. В ходе работы измерялись зависимости емкости ячейки, заполненной исследуемым образцом (МВВА или ФН), от внешнего магнитного поля \mathbf{B} , направление которого было перпендикулярно пластинам измерительной ячейки (рис. 2). Здесь L — толщина ячейки, \mathbf{n} — директор жидкого кристалла, \mathbf{m} — единичный вектор намагниченности, \mathbf{e} — ось легкого ориентирования.

Измерения емкости выполнены на прецизионном анализаторе RCL Wayne Kerr 6500В на частоте 10 kHz. Магнитное поле создавалось электромагнитом ФЛ-1, питание которого осуществлялось от стабилизированного источника постоянного тока Gwinstek GPR7510HD. Максимальное значение индукции магнитного поля составляло 550 мТ.

Для того, чтобы исключить влияние „паразитной“ емкости подводящих проводов, измеряемые значения емкости образцов нормировались:

$$C^* = \frac{C - C_{\max}}{C_{\max} - C_{\min}},$$

где C — измеренное значение емкости, C_{\max} — значение емкости при $B = 0$, C_{\min} — емкость при максимальном поле B_{\max} .

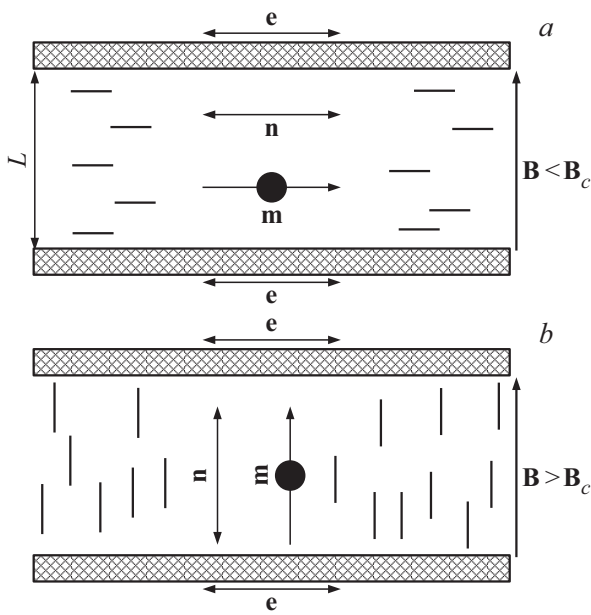


Рис. 2. Структура ФН до перехода Фредерикса (а) и после перехода (b).

Для поддержания постоянной температуры образцов ячейка была снабжена термостатирующей оболочкой, через которую прокачивалась вода от струйного ультратермостата VT-14. Измерения проводились при температуре 25°C. Заполнение ячейки образцами производилось в изотропной фазе. После заполнения ячейка помещалась в постоянное магнитное поле, направленное параллельно оси легкого ориентирования на границах слоя, и выдерживалась в нем при температуре 50°C в течение 1 h.

2.4. Результаты измерений. На первом этапе измерительные ячейки заполнялись чистым жидким кристаллом MBVA и производились измерения приведенной емкости в зависимости от индукции внешнего магнитного поля. Далее эти же измерения были проведены для образцов ФН с объемной долей магнитных частиц $f_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ и $f_2 = 5 \cdot 10^{-4}$. Полученные результаты показаны на рис. 3 и 4.

Из рисунков видно, что при некотором значении индукции магнитного поля происходит переориентация директора ЖК. В условиях реального эксперимента резкого порогового изменения емкости, как правило, не наблюдается, что связано как с погрешностями измерительных приборов, так и с влиянием краевых эффектов ячейки, а также наличием начального преднаклона директора. В этих условиях для определения критического поля перехода Фредерикса обычно применяют следующий прием [5]: по самому крутому участку кривой $C^* = F(B)$ проводится линия до пересечения с прямой, отвечающей емкости ячейки до точки перехода Фредерикса; точка пересечения этих двух линий принимается за критическое поле Фредерикса. На рис. 3 и 4 точки — экспериментальные значения, линии — их ап-

Таблица 1. Значения критического поля Фредерикса

Образец	B_c , мТ	
	$L = 35 \mu\text{m}$	$L = 45 \mu\text{m}$
MBVA	191	152
ФН $f_1 = 1 \cdot 10^{-4}$	181	131
ФН $f_2 = 5 \cdot 10^{-4}$	166	113

проксимации. На врезках показаны аппроксимационные прямые, необходимые для определения критического поля Фредерикса. Полученные значения критического поля перехода Фредерикса в чистом ЖК и ФН с различной объемной долей частиц в ячейках различной толщины приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что малые добавки ферромагнитных частиц приводят к уменьшению критического поля перехода Фредерикса, что для выбранной геометрии экспе-

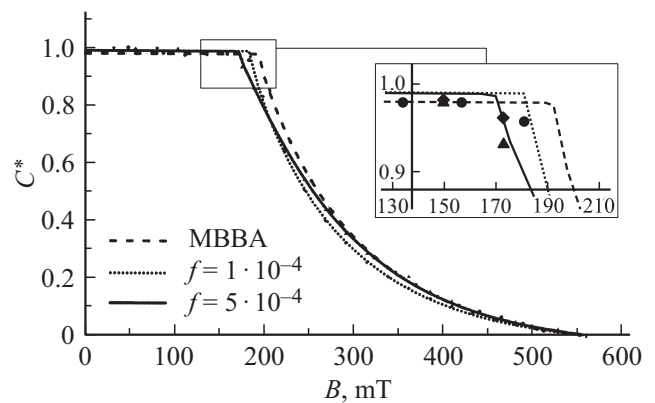


Рис. 3. Зависимость емкости ячейки, заполненной MBVA и ферронематиком с различной объемной долей феррочастиц, от индукции приложенного магнитного поля для ячейки толщиной 35 μm.

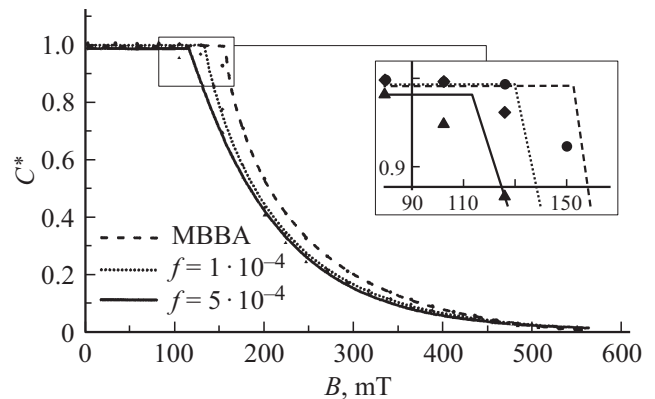


Рис. 4. Зависимость емкости ячейки, заполненной MBVA и ферронематиком с различной объемной долей феррочастиц от приложенного внешнего магнитного поля для ячейки толщиной 45 μm.

римента подтверждает наличие планарного сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей [15].

Для определения материальных параметров использованного жидкого кристалла МВВА воспользуемся выражением для критического поля перехода Фредерикса B_c для данной геометрии [1]

$$B_c = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{\mu_0 K_1}{\chi_a}}, \quad (1)$$

здесь B_c — критическое поле Фредерикса, L — толщина ячейки, K_1 — константа Франка (модуль поперечного изгиба), χ_a — анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК, $\mu_0 = 12.6 \cdot 10^{-7} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-1}$ — магнитная проницаемость вакуума. Формула (1) позволяет найти константу Франка K_1 по известным значениям поля Фредерикса для двух исследованных ячеек. Полагая $\chi_a = 12.6 \cdot 10^{-7}$ согласно [1] и усредняя результат двух измерений, получим $L_1 = 4.3 \cdot 10^{-12} \text{ Н}$ (при температуре 25°C), что близко к значениям, приведенным в [1,12]. Некоторое различие между значениями K_1 связано, как известно, со степенью чистоты используемого вещества и особенностями ячейки, в которой проводятся измерения (малой непараллельностью пластин и преднаклоном директора на пластинах).

3. Оценка энергии сцепления магнитных частиц с жидкокристаллической матрицей

Проведенное исследование ориентационных переходов в ФН позволяет определить энергию и тип сцепления частиц с ЖК-матрицей. Для данной геометрии задачи (рис. 2) в работе [15] получено следующее уравнение для порогового поля перехода Фредерикса h_c в ФН

$$\pi^2 - h_c^2 + \frac{2\sigma b h_c}{2\sigma - b h_c} = 0. \quad (2)$$

Здесь введены следующие безразмерные величины [15]: безразмерное поле $h_c = B_c L \sqrt{\chi_a \mu_0 / K_1}$, параметр $b = M_s f L \sqrt{\chi_a \mu_0 / K_1}$, характеризующий относительное влияние квадрупольного и дипольного механизмов воздействия магнитного поля на ориентационную и магнитную структуру ФН, безразмерная энергия сцепления феррочастиц с ЖК-матрицей $\sigma = W f L^2 / K_1 d$. В этих выражениях f — объемная доля частиц, d — характерный размер частиц, W — энергия сцепления частиц с ЖК-матрицей.

В отсутствие примеси ($f = 0$) уравнение (2) имеет решение $h_c = \pi$, что в размерных величинах отвечает полю перехода Фредерикса (1) в беспримесном ЖК [1].

Для построения фазовой диаграммы, т.е. зависимости $h_c(\sigma)$, выражение (2) удобно разрешить относительно σ , тогда получим

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{b h_c (\pi^2 - h_c^2)}{\pi^2 - h_c^2 + b h_c}. \quad (3)$$

Таблица 2. Безразмерные параметры h_c и b для различных значений объемной доли магнитных частиц в ФН для ячеек толщиной 35 и 45 $\mu\text{м}$

f	$L, \mu\text{м}$	$B_c, \text{мТ}$	h_c	b
$1 \cdot 10^{-4}$	35	181	3.01	839
$1 \cdot 10^{-4}$	45	131	2.80	1080
$5 \cdot 10^{-4}$	35	166	2.76	4199
$5 \cdot 10^{-4}$	45	113	2.41	5398

Зная материальные параметры суспензии, можно вычислить параметр $b = M_s f L \sqrt{\chi_a \mu_0 / K_1}$ и по измеренному значению поля перехода B_c найти $h_c = B_c L \sqrt{\chi_a \mu_0 / K_1}$, тогда по формуле (3) определяем значение параметра σ , а затем находим энергию сцепления W частиц с ЖК-матрицей

$$W = \frac{\sigma K_1 d}{f L^2}. \quad (4)$$

Фазовые диаграммы ориентационного перехода, построенные по формуле (3), показаны на рис. 5.

Для расчета параметров, входящих в уравнение (3), использованы следующие значения: B_c — критическое поле Фредерикса, полученное из эксперимента (табл. 1); L — толщина ячейки (35 или 45 $\mu\text{м}$); $\chi_a = 12.6 \cdot 10^{-7}$ — анизотропия диамагнитной восприимчивости жидкого кристалла [1]; $K_1 = 4.3 \cdot 10^{-12} \text{ Н}$ — рассчитанная константа Франка, характерный размер частиц $d = 10 \text{ нм}$, $M_s = 490 \text{ кА/м}$ — намагниченность насыщения материала магнитных частиц Fe_3O_4 [14]. В табл. 2 приведены значения величин h_c и b для образцов ФН с объемными долями $f_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ и $f_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ для ячеек толщиной 35 и 45 $\mu\text{м}$.

Как видно из табл. 2, с ростом концентрации магнитной примеси или толщины ячейки величина критического поля Фредерикса уменьшается. Из полученных оценок безразмерных параметров видно, что во всех исследованных случаях $b \gg 1$, что отвечает существенному преобладанию дипольного механизма воздействия поля на ФН над квадрупольным [15]. Как видно из рис. 5, для исследуемых образцов ФН кривые ориентационных переходов для ячеек толщиной 35 и 45 $\mu\text{м}$ оказываются близкими.

На построенных диаграммах (рис. 5) можно выделить области сильного ($\sigma > \sigma_m$) и слабого ($\sigma < \sigma_m$) сцепления частиц с матрицей [15]. При заданном значении $\sigma > \sigma_m$ включение магнитного поля (см. рис. 2) вызывает отклонения намагниченности и директора от оси легкого ориентирования [16]. Эти отклонения растут с ростом поля и в сильных полях намагниченность и директор ориентируются в направлении поля. При слабом ($\sigma < \sigma_m$) сцеплении частиц с ЖК-матрицей, как видно из рис. 5, переход имеет пороговый характер, а поле перехода описывается кривой $h_c(\sigma)$. При заданном значении энергии сцепления $\sigma < \sigma_m$ имеются два пороговых значения поля h_{c1} и h_{c2} , отвечающие

соответственно нижней и верхней ветвям кривой $h_c(\sigma)$. В диапазоне полей $h < h_{c1}$ согласно работе [15] намагниченность поворачивается в направлении поля, а директор вследствие конечной энергии ориентационного сцепления W испытывает слабые отклонения от оси легкого ориентирования, которые исчезают при $h = h_{c1}$. Этот эффект наблюдался экспериментально в работе [8] в ЖК-суспензии стержнеобразных магнитных частиц и объяснен в работе [15]. В исследуемом нами случае квазисферических частиц, для которых энергия сцепления W мала [17,18], т.е. мало значение параметра σ , диапазон полей $h < h_{c1}$ крайне

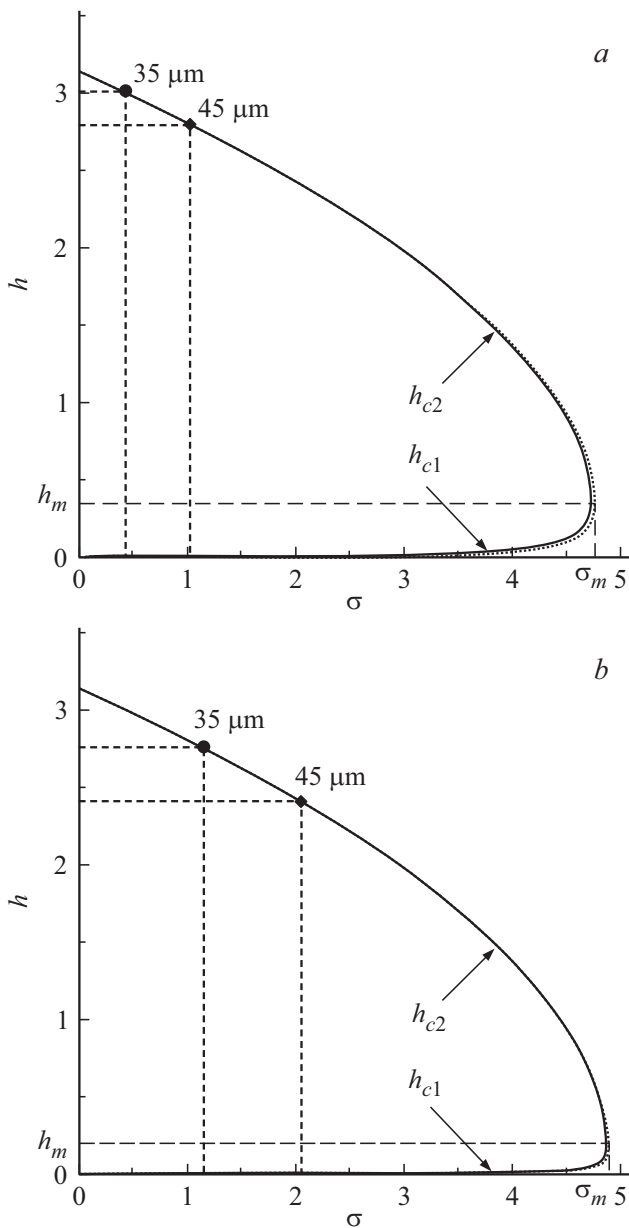


Рис. 5. Фазовые диаграммы для ФН с различной объемной долей магнитных частиц (а) $f_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ и (б) $f_2 = 5 \cdot 10^{-4}$, построенные по найденным значениям безразмерных параметров.

Таблица 3. Энергия сцепления феррочастиц с ЖК матрицей и безразмерные параметры сцепления для различных значений объемной доли магнитных частиц в ФН для ячеек толщиной 35 и 45 μm

f	$L, \mu\text{m}$	σ	σ_m	$W, \mu\text{N/m}$	$W_m, \mu\text{N/m}$
$1 \cdot 10^{-4}$	35	0.41	4.72	0.14	1.66
$1 \cdot 10^{-4}$	45	1.01	4.76	0.22	1.01
$5 \cdot 10^{-4}$	35	1.13	4.86	0.08	0.34
$5 \cdot 10^{-4}$	45	2.02	4.88	0.08	0.21

мал (см. рис. 5) и слабые возмущения директора, вызванные поворотом частиц в матрице, диэлектрическими измерениями не зафиксированы. В диапазоне полей $h_{c1} < h < h_{c2}$ директор параллелен оси легкого ориентирования, а намагниченность направлена вдоль поля, и только при $h > h_{c2}$ (область выше кривой h_{c2} на рис. 5) директор начинает ориентироваться в направлении поля [8,15]. Значение $h_c = h_{c2}$ отвечает полю перехода Фредерикса (это значение приведено в табл. 2).

Для ячейки заданной толщины значение поля перехода $h_c = h_{c2}$ (табл. 2) позволяет по формуле (3) найти энергию сцепления σ магнитных частиц с ЖК-матрицей (показано вертикальными штриховыми линиями на рис. 5). Рассчитанные по формулам (3) и (4) значения энергии сцепления σ и W приведены в табл. 3, в ней также указаны значения параметров σ_m и W_m (см. рис. 5), полученные численным решением уравнения (3).

Приведенные в табл. 3 результаты показывают, что для двух исследованных образцов ФН сцепление магнитных частиц с ЖК-матрицей является слабым. Полученный результат согласуется с выводами работ [17,18], согласно которым энергия сцепления W для квазисферических частиц является малой.

4. Заключение

В работе экспериментально изучен переход Фредерикса в ферромагнитных суспензиях на основе нематического жидкого кристалла МВВА. Исследована зависимость критического поля перехода Фредерикса от толщины ячейки и объемной доли феррочастиц. Показано, что добавление квазисферических магнитных частиц понижает пороговое поле Фредерикса по сравнению с чистым ЖК.

Определена энергия сцепления частиц с ЖК-матрицей и по найденным безразмерным параметрам построена бифуркационная кривая перехода Фредерикса.

Для исследованных образцов вычислен параметр критического сцепления σ_m для различных значений объемной доли магнитной фазы. Показано что в этих образцах ФН сцепление магнитных частиц с ЖК-матрицей является слабым ($\sigma < \sigma_m$).

Список литературы

- [1] Л.М. Блинов. Жидкие кристаллы: структура и свойства. Книжный дом ЛИБРОКОМ, М. (2013). 480 с.
- [2] F. Brochard, P.G. de Gennes. *J. de Phys.* **31**, 691 (1970).
- [3] S.H. Chen, N.M. Amer. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2298 (1983).
- [4] O. Buluy, E. Ouskova, Yu. Reznikov, P. Litvin. *Ukr. J. Phys.* **49A**, 48 (2004).
- [5] P. Kopčanský, N. Tomašovičová, T. Tóth-Katona, N. Éber, M. Timko, V. Závíšová, J. Majorošová, M. Rajňak, J. Jadzyn, X. Chaud. *Magnetohydrodynamics* **49**, 586 (2013).
- [6] P. Kopčanský, N. Tomašovičová, M. Koneracká, V. Závíšová, M. Timko, A. Džarová, A. Šprincová, N. Éber, K. Fodor-Csorba, T. Tóth-Katona, A. Vajda, J. Jadzyn. *Phys. Rev. E* **78**, 011702 (2008).
- [7] N. Podoliak, O. Buchnev, O. Buluy, G. D'Alessandro, M. Kaczmarek, Yu. Reznikov, T.J. Sluckin. *Soft Matter* **7**, 4742 (2011).
- [8] Yu. Garbovskiy, J.R. Baptist, J. Thompson, T. Hunter, J.H. Lim, Seong Gi Min, J.B. Wiley, L.M. Malkinski, A. Glushchenko, Z. Celinski. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181109 (2012).
- [9] N. Podoliak, O. Buchnev, D.V. Bavykin, A.N. Kulak, M. Kaczmarek, T.J. Sluckin. *J. Colloid Interface Sci.* **386**, 158 (2012).
- [10] Y.A. Garbovskiy, A.V. Glushchenko. *Solid State Phys.* **62**, 1 (2010).
- [11] Y. Reznikov, A. Glushchenko, Y. Garbovskiy. In: *Liquid Crystals with Nano and Microparticles* / Ed P.F.J. Lagerwall, G. Scalia. World Scientific Publishing Co. (2016). P. 657–693.
- [12] Ж. Коньяр. Ориентация нематических жидких кристаллов и их смесей. Университетское изд-во, Минск (1986). 104 с.
- [13] R. Simon, D.V. Nicholas. *J. Phys. D* **18**, 1423 (1985).
- [14] И.К. Кикоин. Таблицы физических величин. Справочник. Атомиздат, М. (1976). 1008 с.
- [15] A.N. Zakhlevnykh, D.A. Petrov. *J. Molecul. Liquids* **198**, 223 (2014).
- [16] Ю.Л. Райхер, С.В. Бурылов, А.Н. Захлевных. *ЖЭТФ* **91**, 542 (1986). [Yu.L. Raikher, S.V. Burylov, A.N. Zakhlevnykh. *Sov. Phys. JETP* **64**, 319 (1986)].
- [17] M.V. Gorkunov, M.A. Osipov. *Soft Matter* **7**, 4348 (2011).
- [18] А.Н. Захлевных, М.С. Лубнин, Д.А. Петров. *ЖЭТФ* **150**, 1041 (2016). [A.N. Zakhlevnykh, M.S. Lubnin, D.A. Petrov. *J. Exp. Theor. Phys.* **123**, 908 (2016)].

Редактор Т.Н. Василевская