

03;12

## Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в перпендикулярном магнитном поле

© Ю.И. Диканский, А.Р. Закинян, Л.С. Мкртчян

Ставропольский государственный университет,  
355009 Ставрополь, Россия  
e-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 ноября 2009 г.)

Рассмотрены неустойчивость и распад тонкого плоского слоя магнитной жидкости в перпендикулярном слою магнитном поле. Приведены новые экспериментальные результаты исследования зависимости характера возникающей структуры поверхности слоя от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя. Изучена дифракция света на таких структурах. Проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими представлениями.

### Введение

Магнитная жидкость — ультрадисперсный коллоидный раствор ферро- или ферримагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. Ее способность эффективно взаимодействовать с магнитным полем приводит к целому ряду физических эффектов, одним из которых является неустойчивость ее поверхности в магнитном поле. Классическим примером такого эффекта является неустойчивость плоской свободной поверхности магнитной жидкости в однородном перпендикулярном магнитном поле (неустойчивость Розенцвейга) [1]. Она проявляется в том, что при достижении величины внешнего магнитного поля определенного критического значения поверхность магнитной жидкости перестает быть гладкой и на ней скачкообразно возникает структура из конусообразных пиков. Развитие поверхностной структуры приобретает определенную специфику в случае, если слой жидкости имеет конечную толщину и особенно, если толщина слоя мала по сравнению с длиной волны возникающих возмущений. Исследованию неустойчивости таких слоев в настоящее время посвящен ряд работ [2–5], которые в основном носят теоретический характер, к числу же известных экспериментальных работ по данной тематике, по-видимому, можно отнести лишь работы [6,7]. В работе [6] исследуется слой магнитной жидкости конечной толщины при напряженностях внешнего магнитного поля, меньших критического значения, при котором возникает неустойчивость поверхности жидкости (докритическая область значений магнитного поля), однако зависимость характера рассматриваемых явлений от толщины непосредственно не изучается. В [7] исследовано поведение слоя магнитной жидкости при напряженностях магнитного поля, превышающих критическое значение, соответствующее началу развития неустойчивости поверхности жидкости (закритическая область значений магнитного поля), однако исследуются слои толщиной более  $50 \mu\text{m}$ , тогда как, согласно теоретическим предсказаниям, наиболее существенная

зависимость наблюдаемых явлений от размеров слоя должна наблюдаться в более тонких слоях.

В настоящей работе исследуется неустойчивость плоских горизонтальных слоев магнитной жидкости толщиной от  $5$  до  $50 \mu\text{m}$  в перпендикулярном магнитном поле при закритических значениях величины напряженности магнитного поля. Также проведено сопоставление полученных экспериментальных результатов с некоторыми известными теоретическими данными.

### Экспериментальные исследования и их результаты

Экспериментально исследовался горизонтальный слой магнитной жидкости, нанесенный на плоскую твердую немагнитную поверхность. Используемая в опытах магнитная жидкость представляла собой дисперсию наночастиц магнитита в керосине со средним диаметром частиц  $10 \text{ nm}$  и олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Плотность магнитной жидкости составляла  $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$ , а ее намагниченность насыщения —  $M_s = 55.4 \text{ kA/m}$ . Коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела жидкость–воздух имел значение  $\sigma = 0.028 \text{ N/m}$ . Эксперименты проводились при средней температуре  $20^\circ\text{C}$ .

Методика эксперимента состояла в следующем. Слой магнитной жидкости, нанесенной на стеклянную пластинку ( $S = 5 \text{ cm}^2$ ), помещался между полюсами электромагнита в область создаваемого при пропускании тока через его катушки однородного магнитного поля. Толщина слоя  $h$  определялась по известному объему  $V$  жидкости, равномерно распределенному по поверхности пластинки ( $h = V/S$ ). Магнитное поле заданного значения включалось после размещения слоя между полюсами электромагнита. Если оно превышало некоторое критическое значение для данного слоя, то происходило развитие неустойчивости свободной поверхности жидкости. Образовавшаяся в результате воздействия поля структура слоя магнитной жидкости высушивалась, и ее

исследование осуществлялось с помощью оптического микроскопа. За время высыхания ( $\sim 15$  min) пространственная периодичность образовавшейся структуры не изменялась. Следует отметить, что важным фактором является скорость подачи магнитного поля. Длина волны развивающейся неустойчивости однозначно определяется величиной приложенного поля только в случае, если время создания магнитного поля меньше характерного времени развития возмущений поверхности жидкости, т. е. если магнитное поле успевает установиться раньше, чем начнет развиваться неустойчивость поверхности слоя. В противном случае, при медленном нарастании поля, развивается неустойчивость с большей длиной волны, примерно равной длине волны неустойчивости, соответствующей критическому значению магнитного поля. В экспериментах время создания поля было достаточно мало ( $< 0.5$  s), поэтому можно было считать, что оно успевает устанавливаться до начала развития возмущений.

В результате проделанных опытов было установлено, что при действии закритического магнитного поля на тонкий слой магнитной жидкости возникновение неустойчивости практически сразу приводит к разрыву слоя и развитию мелкодисперсной структуры, состоящей из отдельных маленьких капель магнитной жидкости на подложке. При этом капли имеют форму конусоидальных пиков и выстраиваются в гексагональную систему, практически однородную по всей поверхности слоя, что свидетельствует о возможности пренебрежения краевыми эффектами в условиях данных опытов (ввиду малости длины волны развившейся неустойчивости по сравнению с размерами плоскости слоя).

В качестве примера на рис. 1 представлена фотография характерной гексагональной структуры капель (капли располагаются в вершинах и центре гексагона), образовавшейся при распаде слоя толщиной  $15 \mu\text{m}$  при действии внешнего магнитного поля напряженностью  $H = 85 \text{ kA/m}$ .

Было обнаружено, что на образовавшейся гексагональной структуре капель может происходить дифракция света. Для ее наблюдения пластинка с нанесенным на нее распавшимся и высохшим в магнитном поле слоем магнитной жидкости помещалась между источником света и экраном.

На рис. 2 представлена дифракционная картина, полученная при пропускании сквозь распавшийся слой луча гелий-неонового лазера с длиной волны  $632.5 \text{ nm}$ . Как видно из рисунка, дифракционные кольца состоят из светлых точек (максимумов), в расположении которых также прослеживается гексагональный порядок. Проведенные измерения показали, что данная дифракционная картина вполне точно может быть описана простой формулой:  $d \sin \varphi = m\lambda'$ , где  $\lambda'$  — длина световой волны,  $m$  — порядок максимума,  $\varphi$  — угол дифракции. В качестве величины  $d$  в данной формуле следует принять длину волны неустойчивости слоя, т. е. расстояние между вершинами соседних пиков. Расчеты

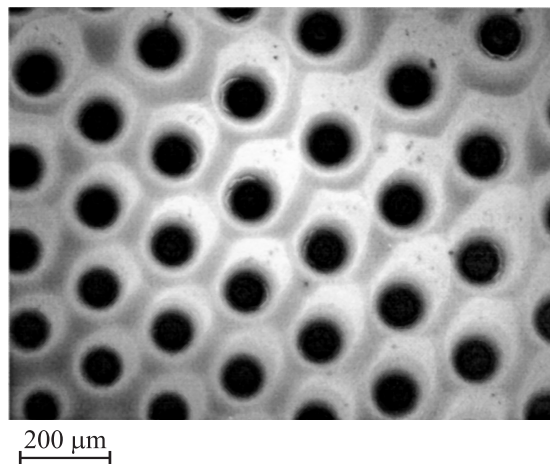


Рис. 1. Гексагональная структура, образовавшаяся в результате распада слоя магнитной жидкости.

по приведенной формуле отличаются не более чем на 10% от данных, полученных путем непосредственных измерений. Помимо описанной гексагональной структуры было обнаружено, что в достаточно сильных полях между основными пиками (каплями) появляются более мелкие, которые стремятся установиться в углах гексагона вокруг основных пиков, образуя тем самым вторичную гексагональную структуру.

На рис. 3 представлена фотография такой двойной гексагональной структуры, образовавшейся при распаде слоя толщиной  $20 \mu\text{m}$  в поле напряженностью  $100 \text{ kA/m}$ . Вторичная гексагональная структура также возникает при достижении величины магнитного поля некоторого критического значения, которое можно назвать вторым критическим полем. Отметим, что возникновение двойной гексагональной структуры наблюдается только в

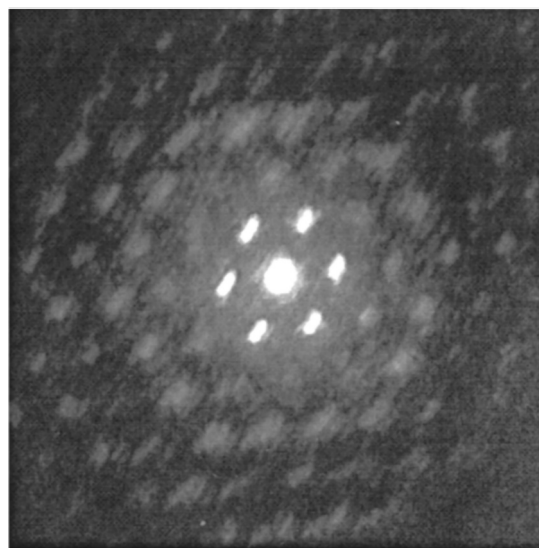
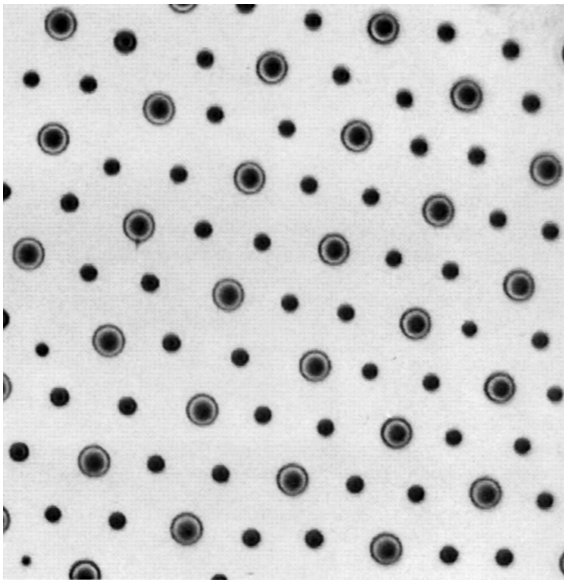
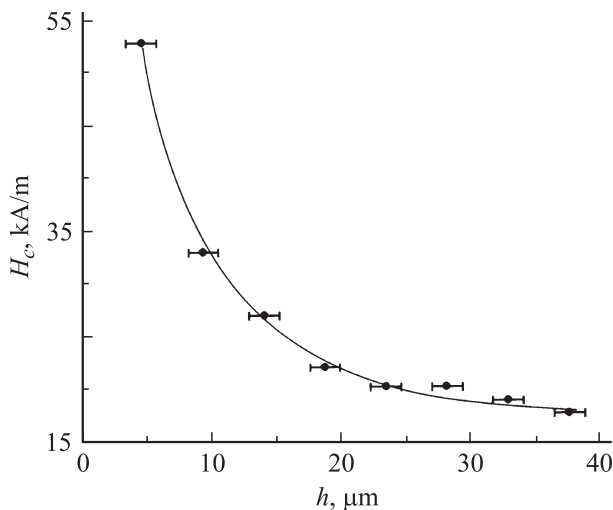


Рис. 2. Дифракция света на гексагональной структуре слоя магнитной жидкости.



**Рис. 3.** Двойная гексагональная структура распавшегося слоя магнитной жидкости: крупные капли — первичная структура, мелкие — вторичная.



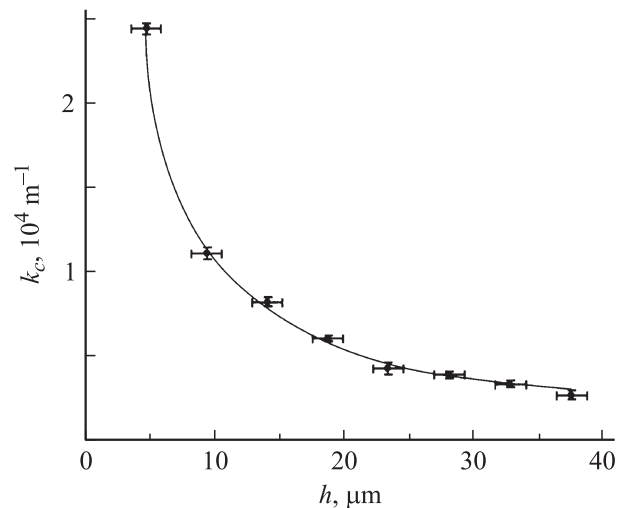
**Рис. 4.** Экспериментальная зависимость величины критической напряженности внешнего магнитного поля от толщины слоя магнитной жидкости.

тонких слоях и не объясняется существующими теориями.

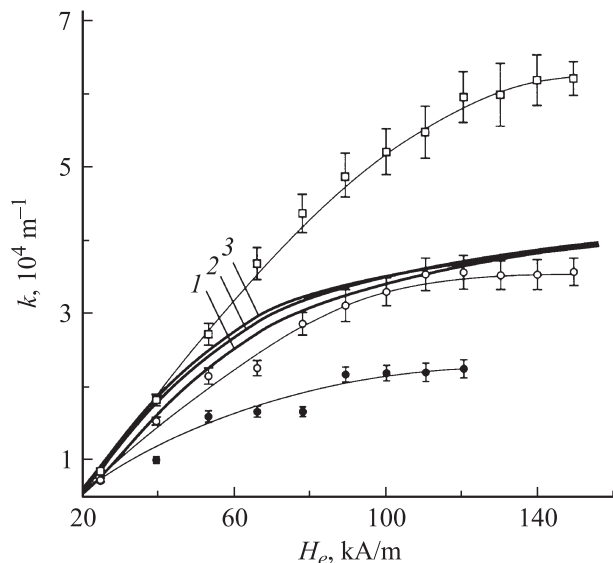
Оказалось, что величина критической напряженности магнитного поля, при которой начинается развиваться неустойчивость, зависит от толщины слоя магнитной жидкости. Экспериментально полученная зависимость величины критической напряженности внешнего магнитного поля  $H_c$  от величины слоя представлена на рис. 4. Как видно из рисунка, данная зависимость носит монотонно убывающий характер. По измерению расстояния между соседними пиками была определена длина волны  $\lambda_c$  развившейся неустойчивости.

На рис. 5 представлена экспериментальная зависимость критического волнового числа  $k_c = 2\pi/\lambda_c$ , соответствующего началу развития неустойчивости, от толщины слоя магнитной жидкости. Как видно из рисунка, данная зависимость также монотонно убывает с увеличением толщины слоя.

Дальнейшие экспериментальные исследования проводились при напряженностях магнитного поля, заведомо превышающих критическое значение, соответствующее началу развития неустойчивости слоя магнитной жидкости. В результате этого были получены зависимости



**Рис. 5.** Экспериментальная зависимость критического волнового числа, соответствующего началу развития неустойчивости, от толщины слоя магнитной жидкости.



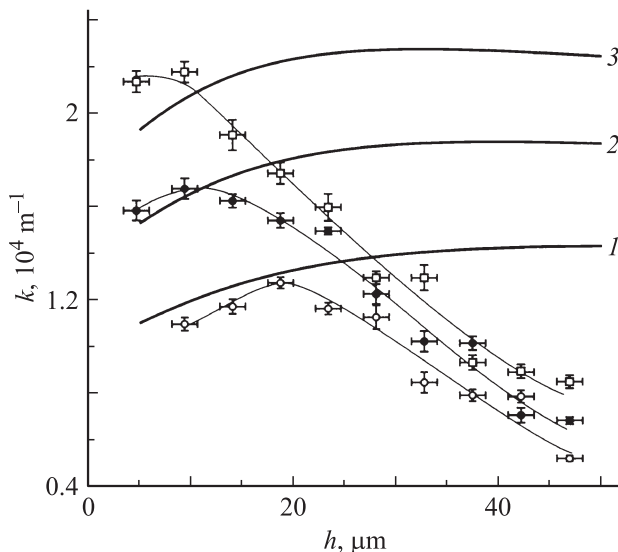
**Рис. 6.** Зависимости волнового числа неустойчивости от напряженности магнитного поля. Символами  $\square$ ,  $\circ$ ,  $\bullet$  показаны экспериментальные значения, полученные при толщине слоя магнитной жидкости, равной соответственно 8, 16 и 24  $\mu\text{m}$ . Кривые 1–3 — теоретический расчет, выполненный при указанных значениях толщины соответственно.

волнового числа неустойчивости  $k = 2\pi/\lambda$  от напряженности магнитного поля при различных значениях толщины слоя, а также зависимости волнового числа от толщины слоя при различных значениях магнитного поля. При этом измерялось волновое число только первичной структуры.

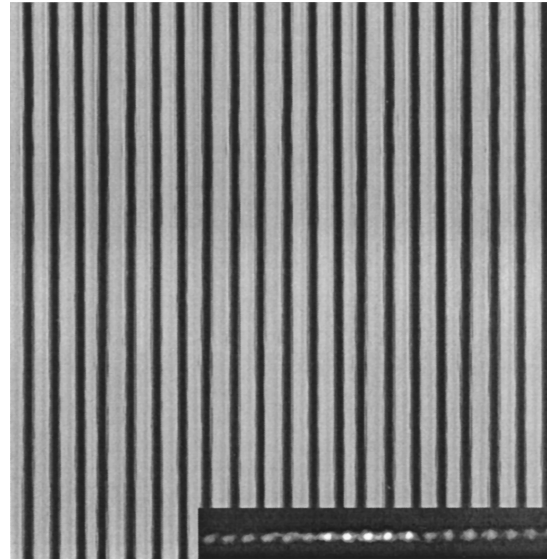
На рис. 6 представлена зависимость волнового числа неустойчивости от напряженности внешнего магнитного поля при трех различных значениях толщины слоя магнитной жидкости. Как видно из графика, волновое число неустойчивости монотонно возрастает с увеличением напряженности магнитного поля, при этом на начальном участке зависимости рост более быстрый, тогда как при больших значениях внешнего поля наблюдается тенденция к насыщению.

На рис. 7 представлена зависимость волнового числа развившейся неустойчивости от толщины слоя магнитной жидкости при трех различных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Эти зависимости имеют характерный максимум, который, как видно из графиков, смещается в область меньших значений толщины слоя при увеличении магнитного поля. Такой немонотонный характер зависимостей является характерной особенностью развития неустойчивости тонких слоев магнитных жидкостей.

Оказалось, что, если приложенное внешнее магнитное поле составляет некоторый угол с нормалью к поверхности слоя магнитной жидкости, характер развития неустойчивости становится качественно иным. В частности, если направление магнитного поля составляет угол  $\approx 45^\circ$  с вертикалью, образования гексагональной структуры пиков не происходит, вместо этого наблюдается распад слоя на множество равноотстоящих друг



**Рис. 7.** Зависимости волнового числа неустойчивости от толщины слоя магнитной жидкости. Символами  $\circ$ ,  $\bullet$ ,  $\square$  показаны экспериментальные значения, полученные при напряженности магнитного поля, равной соответственно 32,8, 41 и 50 кА/м. Кривые 1–3 — теоретический расчет, выполненный при указанных значениях поля соответственно.



**Рис. 8.** Полосовая структура слоя магнитной жидкости, распавшегося под воздействием внешнего магнитного поля, составляющего угол  $45^\circ$  с нормалью к поверхности слоя, и дифракции света на ней.

от друга параллельных полос, сонаправленных с проекцией магнитного поля на плоскость слоя. В качестве примера на рис. 8 приведена фотография слоя магнитной жидкости, распавшегося с образованием полосовой структуры в магнитном поле напряженностью 95 кА/м, составляющем угол  $45^\circ$  с нормалью к поверхности слоя. На данной структуре также наблюдается дифракция лазерного излучения (см. рис. 8).

### Анализ и обсуждение результатов

Сопоставим полученные экспериментальные результаты с теорией, развитой в работе [2] (отметим, что аналогичный теоретический подход применялся и в ряде других работ). Приведенное в этой работе дисперсионное уравнение для малых возмущений плоской свободной поверхности в вертикальном однородном магнитном поле имеет вид:

$$\Omega^2 = k'^2 \text{th}(\sqrt{\text{Bo}} k') \left( \frac{1 + k'^2}{k'} - \frac{1 + \sqrt{\mu_r \mu_s} \text{th}(\gamma \sqrt{\text{Bo}} k')}{2 + (\sqrt{\mu_r \mu_s} + (\sqrt{\mu_r \mu_s})^{-1}) \text{th}(\gamma \sqrt{\text{Bo}} k')} \text{Si} \right), \quad (1)$$

где  $k' = \sqrt{\sigma/\rho g} k$  — безразмерное волновое число;  $\text{Bo} = \rho g h^2 / \sigma$  — число Бонда;  $\Omega^2 = \sqrt{\rho g^3 / \sigma} \omega^2$ ;  $\mu_s = 1 + M(H_i) / H_i$ ;  $\mu_r = 1 + \partial M / \partial H_i$ ;  $\gamma = \sqrt{\mu_s / \mu_r}$ ;  $\text{Si} = \mu_0 M^2 / \sqrt{\rho g \sigma}$  — критерий поверхностной неустойчивости;  $H_i$  — напряженность магнитного поля внутри слоя магнитной жидкости;  $M(H_i)$  — намагниченность магнитной жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\omega$  — частота возмущений;  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

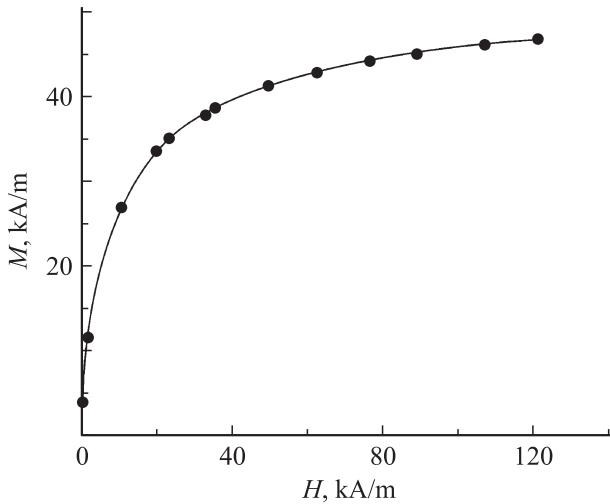


Рис. 9. Кривая намагничивания магнитной жидкости.

Для проведения расчетов с помощью уравнения (1) была экспериментально получена кривая намагничивания использовавшейся в опытах магнитной жидкости (рис. 9). При этом напряженность поля  $H_i$  внутри жидкости определялась с учетом размагничивающего действия формы слоя, согласно известному выражению

$$H_i = H_e - NM(H_i),$$

где  $H_e$  — напряженность внешнего по отношению к слою жидкости однородного поля, задаваемая экспериментально,  $N$  — размагничивающий фактор, который для исследуемого тонкого слоя полагался равным единице.

Анализ условия

$$d\Omega^2/dk = 0 \quad (2)$$

( $\Omega^2$  определяется выражением (1)) позволяет определить волновое число наиболее неустойчивых возмущений, которые и будут развиваться при определенных значениях параметров системы.

Численно проанализировав условие (2) с учетом измеренной кривой намагничивания, можно произвести сравнение ранее полученных экспериментальных результатов с расчетными данными. Так, на рис. 6 представлены теоретические зависимости (кривые 1–3) волнового числа развившейся неустойчивости от напряженности внешнего магнитного поля, рассчитанные для слоев той же толщины, что и экспериментально полученные кривые. Как видно, наблюдается качественное соответствие характера экспериментальных и теоретических зависимостей, однако имеет место количественное расхождение, проявляющееся в том, что экспериментальные зависимости, полученные при различных значениях толщины слоя, отличаются друг от друга гораздо сильнее, чем соответствующие теоретические кривые, т.е. теоретически предсказываемая зависимость волнового числа неустойчивости тонкого слоя магнитной жидкости от

толщины слоя оказывается значительно более слабой, чем это наблюдается в эксперименте.

На рис. 7 сопоставлены рассчитанные зависимости волнового числа неустойчивости от толщины слоя при различных значениях напряженности поля и соответствующие им экспериментальные данные. Как видно из рисунка, некоторая согласованность экспериментальных и теоретических результатов наблюдается лишь на начальных участках зависимостей, при увеличении толщины слоя происходит существенное расхождение данных. Однако качественно характер теоретических зависимостей соответствует экспериментальным данным, количественная разница проявляется в том, что экспериментальная зависимость начинает убывать гораздо раньше и более значительно, чем это предсказывается теорией, кроме того, максимум таких теоретических зависимостей приходится на область больших значений толщины слоя, чем это наблюдается в эксперименте. Отметим, что максимум теоретических зависимостей, так же как и в эксперименте, смещается в область меньших значений толщины слоя при увеличении напряженности поля.

Было также проведено сопоставление экспериментальных результатов для величины критической напряженности магнитного поля  $H_c$  и соответствующего ей критического волнового числа неустойчивости  $k_c$  с приведенной выше теорией. Было выявлено весьма существенное качественное и количественное несоответствие экспериментальных и теоретических результатов.

## Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований был установлен ряд новых закономерностей развития неустойчивости тонкого слоя магнитной жидкости в перпендикулярном магнитном поле при закритических значениях поля. Некоторые закономерности качественно согласуются с предсказаниями существующих теорий, однако другие либо вовсе не имеют на настоящий момент теоретического обоснования (это касается образования вторичной гексагональной структуры), либо количественно расходятся с теоретическими расчетами, как это имеет место в случае зависимости волнового числа неустойчивости от толщины слоя. Такие несоответствия могут быть результатом проявления нелинейных эффектов и требуют более глубокого анализа. Кроме этого, вопрос об образовании полосовой структуры распавшегося слоя магнитной жидкости требует дополнительного изучения. Это указывает на необходимость дальнейшего развития как теоретических, так и экспериментальных исследований в этой области.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках ведомственной аналитической научно-технической программы „Развитие научного потенциала высшей школы“, а также при поддержке РФФИ (проект 10-02-90019-Бел\_а).

## Список литературы

- [1] *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 467 с.
- [2] *Баитовой В.Г.* // ПМТФ. 1978. № 1. С. 81–87.
- [3] *Vacri J.-C., Perzynski R., Salin D.* // C. R. Acad. Sci. Paris II. 1988. Vol. 307. P. 699–704.
- [4] *Abou B., Neron de Surgy G., Wersfreid J.E.* // J. Phys. II France. 1997. Vol. 7. P. 1159–1171.
- [5] *Friedrichs R., Engel A.* // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 02146.
- [6] *Browaeys J., Vacri J.-C., Flament C., Neveu S., Perzynski R.* // Eur. Phys. J. B. 1999. Vol. 9. P. 335–341.
- [7] *Баитовой В.Г., Краков М.С., Рекс А.Г.* // Магнитная гидродинамика. 1985. № 1. С. 19–24.