

ФИЗИКА

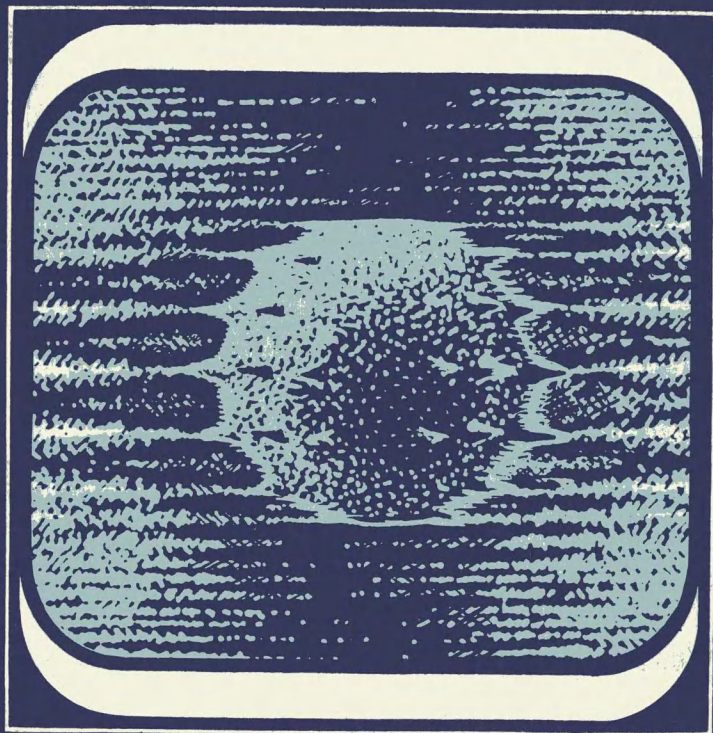
ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1989/4

Э.Я. Блум, А.О. Цеберс

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ



ЗНАНИЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

ФИЗИКА

4/1989

Издается ежемесячно с 1957 г.

Э. Я. Блум,
А. О. Цеберс

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ



Издательство «Знание» Москва 1989

ББК 22.33
Б 70

БЛУМ Эльмар Янович — заведующий лабораторией Института физики АН Латвийской ССР, доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки Латвийской ССР.

ЦЕБЕРС Андрей Освальдович — старший научный сотрудник того же института, доктор физико-математических наук, лауреат премии Ленинского комсомола Латвийской ССР.

Блум Э. Я., Цеберс А. О.

Б 70 Магнитные жидкости. — М.: Знание, 1989. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»; № 4).

ISBN 5-07-000138-6

15 к.

Рассказано о взвесах в органических жидкостях частиц субмикронных размеров, имеющих магнитный момент. Эти системы во многом подобны обычным жидкостям, однако способность намагничиваться придает им ряд удивительных свойств. Магнитные жидкости и протекающие в них процессы кроме научного имеют также широкое практическое значение для решения многих задач современной техники и технологий.

Брошюра рассчитана на лекторов, слушателей и преподавателей народных университетов, а также читателей, интересующихся успехами современной физики.

1604100000

ББК 22.33

ISBN 5-07-000138-6

© Издательство «Знание», 1989 г.

ВВЕДЕНИЕ

Встречающиеся в природе жидкости с магнитным полем взаимодействуют слабо. Тем не менее возможность управления жидкостью при помощи магнитного поля привлекательна для решения различных технических задач. Для этого четверть века тому назад были созданы искусственные сильномагнитные жидкие среды — магнитные жидкости, представляющие собою коллоидные растворы высокодисперсных ферромагнетиков в жидкостях-носителях. За это время изучены многообразные физические явления в магнитных жидкостях, порою весьма необычные, обусловленные уникальным сочетанием их сильных магнитных свойств и текучести.

Своеобразие магнитных коллоидов как физических систем заключается в проявлении при комнатных температурах вследствие достаточно большого размера магнитных частиц структурных превращений, обусловленных магнитодипольным взаимодействием. С его далекодействующим характером связано возникновение концентрационных доменных структур, образование и превращения которых могут быть индуцированы внешним полем. Оказывается, что силы собственного поля магнитной жидкости приводят к образованию очень своеобразных равновесных структур, которые в зависимости от условий могут иметь даже лабиринтный или древовидный характер. Плодотворность их исследования можно проиллюстрировать на примере диэлектрических жидкостей, условия образования лабиринтных структур которыми, несмотря на то что сами они известны давно, были найдены после обнаружения лабиринтных структур в магнитных жидкостях.

В плане изучения механизмов трансформации магнитных структур возникает целый ряд новых, далеко не до конца решенных в настоящее время вопросов физики и гидродинамики магнитных жидкостей. Ряд необыч-

ных аспектов гидродинамики проявляется вследствие вращений магнитных частиц — «гидродинамика со спином», по терминологии Я. И. Френкеля. Одним словом, физика магнитных жидкостей весьма богата интересными явлениями. О некоторых из них — настоящая брошюра.

Существование магнитной жидкости в виде однородной взвеси крошечных магнитиков из ферромагнитного материала возможно при коллоидных размерах частиц (порядка 10^{-6} см). В этом случае в отличие от крупнодисперсных суспензий, таких, как взвесь песка в воде, теплового движения достаточно для поддержания частиц во взвешенном состоянии. Чтобы исключить слипание частиц в крупные комки, быстро оседающие под действием силы тяжести, магнитный коллоид должен быть стабилизирован. Для этой цели применяются поверхностно-активные вещества, которые, адсорбируясь на поверхности частиц, создают своего рода оболочки, затрудняющие их сближение до расстояний, при которых становятся существенными силы межчастичного взаимодействия, приводящие к агрегации частиц. Конкретное поверхностно-активное вещество выбирается с учетом свойств несущей жидкости. Решение этой коллоидно-химической проблемы во многом определяет успех в создании устойчивых магнитных жидкостей.

Для стабилизации магнитных коллоидов на водной основе используются и электростатические силы отталкивания, возникающие при адсорбции на поверхности частиц ионов определенного знака заряда.

Для получения ферромагнетика в сильно измельченном — высокодисперсном состоянии применяются различные методы. На первых порах ферромагнитные частицы коллоидных размеров получали неделями, перемалывая исходные магнетики в шаровых мельницах. В дальнейшем для получения магнитных частиц нужных размеров были использованы такие известные методы коллоидной химии, как реакция одновременного осаждения щелочью растворов солей двух- и трехвалентного железа, разработанный Сведбергом электроконденсационный метод — метод, основанный на термическом разложении карбониллов металлов переходной группы. В последнее время все большее внимание начинают привлекать различные методы конденсации из газовой фазы.

Если первоначальным мотивом для создания магнитных жидкостей являлась идея использования сил магнитного поля для управления течением ракетного топлива в условиях невесомости, то в настоящее время спектр решаемых с их помощью практических задач значительно расширился. Это магнитные уплотнители, амортизаторы и акселерометры. Применение магнитных жидкостей позволяет улучшать характеристики звуковоспроизводящих устройств. Разрабатывается идея использования магнитных частиц для создания магнитоуправляемых лекарственных препаратов. Это, а также многое другое обуславливает рост интереса исследователей и практиков к новому магнитному материалу — магнитной жидкости. В настоящее время библиография работ в этом направлении насчитывает уже несколько тысяч наименований, регулярно проводятся международные конференции. Следующая, пятая по счету, состоится в Риге в 1989 г.

Сам состав магнитных жидкостей показывает, что их устойчивостью можно управлять с помощью магнитного поля. Это является причиной ряда интересных физических эффектов и создает дополнительные трудности стабилизации магнитных жидкостей. Об особенностях взаимодействия магнитных жидкостей с полем, обусловленных их коллоидным строением, — наш дальнейший рассказ.

1. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Однодоменность

С явлением размагничивания постоянных магнитов сталкивались многие. Оно обусловлено тем, что энергия собственного поля магнита, пропорциональная его объему, уменьшается при разбиении ферромагнетика на отдельные однородно намагниченные области — домены, магнитные поля которых компенсируют друг друга. При этом затрачивается энергия, необходимая для образования границ раздела между доменами — доменных стенок, вблизи которых нарушена энергетически предпочтительная коллинеарность магнитных моментов парамагнитных ионов ферромагнетика.

Так как энергия, связанная с образованием домен-

ной стенки пропорциональна ее площади и, значит, площади магнита, то она при достаточно малых его размерах превышает энергию собственного магнитного поля однородно намагниченного тела. Вследствие этого магниты малого размера намагничены однородно. В настоящее время теоретически установлен нижний предел размера однодоменности ферромагнетика R_* , при котором он определенно намагничен однородно. R_* для наиболее часто применяемых при получении магнитных жидкостей ферро- и ферримagnetиков составляет около 120 Å для сферических частиц Fe, Co, 300 Å для Ni и 355 Å для Fe_3O_4 .

Для создания сильно намагничивающейся дисперсной среды технология должна обеспечивать получение частиц с размером, меньшим R_* , так как магнитная проницаемость μ суспензии многодоменных частиц, которую трудно стабилизировать, определяется размагничивающим фактором частиц, и если они сферичны, равна $1+3\phi$ (ϕ — объемное содержание ферромагнитной фазы). Реально в этом случае μ отличалась бы от 1 на десятые доли, в то время как μ существующих магнитных жидкостей достигает значений 5—10. Столь высокие значения магнитной проницаемости обусловлены ориентационным механизмом намагничивания коллоида однодоменных частиц.

Механизмы намагничивания

Намагничивание магнитных коллоидов связано с действием двух ориентационных механизмов. С одной стороны, если связь магнитного момента m с кристаллической решеткой достаточно сильна, то частица в поле поворачивается, подобно магнитной стрелке. Время ориентационной релаксации в слабом поле (таком, что потенциальная энергия магнитной частицы mH много меньше энергии теплового разупорядочения kT) в этом случае равно характерному времени вращательного броуновского движения коллоидной частицы $\tau_b = 3V\eta/kT$, в течение которого она под действием случайных толчков со стороны окружающей жидкости успевает проворачиваться по всей сфере направлений. При увеличении напряженности поля H время ориентационной релаксации убывает и в пределе больших ее зна-

чений стремится к величине $6V\eta/mH$, характерной для времени ориентации магнитной стрелки в вязкой жидкости.

Если характерная энергия связи магнитного момента с выделенными направлениями в частице, определяемыми ее формой или кристаллической решеткой, — энергия магнитной анизотропии KV (K — константа магнитной анизотропии, V — объем частицы) — вследствие малых размеров частицы сравнима с тепловой kT , то ориентация магнитных моментов по полю может происходить и в результате тепловых скачков магнитного момента через энергетические барьеры порядка KV , разделяющие положения его устойчивого равновесия в частице (неелевский механизм). Время релаксации за счет неелевского механизма τ_H может изменяться в самых широких пределах, так как зависит от величины энергетических барьеров KV по экспоненциальному закону.

При $\tau_B \ll \tau_H$ намагничивание происходит путем вращения коллоидальных частиц, при $\tau_B \gg \tau_H$ — путем механизма неелевской релаксации. Последний тип магнитной релаксации характерен для суперпарамагнитных твердых дисперсий ферромагнетика. С его блокировкой в магнитном поле при понижении температуры связана остаточная намагниченность горных пород с мелкими ферримангнитными частицами — палеомагнетизм, дающий информацию о магнитном поле Земли на геологических промежутках времени. Так как характерный размер, определяемый соотношением $\tau_B = \tau_H$, обычно находится в области диапазона распределения размеров магнитного коллоида, то в реальных условиях частотная зависимость магнитной восприимчивости в переменном поле определяется как броуновским, так и неелевским механизмом магнитной релаксации.

Дисперсия магнитной восприимчивости

Конечная скорость намагничивания магнитной жидкости приводит к тому, что в переменном поле, изменяющемся, скажем, по гармоническому закону $H = H_0 \cos \omega t$, намагниченность M отстает по фазе от поля, а ее величина меньше, чем в случае равновесия при амплитудном значении поля H_0 , $M = |\chi| H_0 \cos(\omega t - \delta)$. Характери-

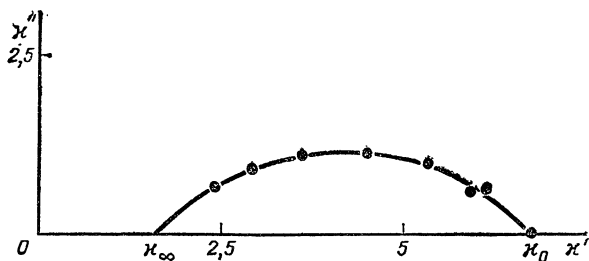


Рис. 1. Диаграмма Коул—Коулла коллоидного раствора магнетита (Майоров, 1979 г.)

стики магнитной восприимчивости в переменном поле удобно представить комплексным числом $\kappa = |\kappa|(\cos\delta - i\sin\delta)$, модуль $|\kappa|$ и аргумент δ которого описывают амплитудное значение намагниченности и ее отставание по фазе. Определяя $|\kappa|$ и δ экспериментально, можно получать количественную информацию о скорости магнитной релаксации коллоида и ее механизме. Для этой цели часто используются так называемые диаграммы Коул-Коулла (применительно к магнитной релаксации называемые также диаграммами Арганда), отображающие зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости ($\kappa'' = |\kappa|\sin\delta$) от действительной ($\kappa' = |\kappa|\cos\delta$).

В идеальном случае, например, коллоида достаточно крупных однодоменных частиц одинакового размера, магнитная релаксация происходит в течение определенного промежутка времени и диаграмма Коул-Коулла имеет вид полуокружности, проходящей через начало координат плоскости κ' , κ'' . Для реальных коллоидов ситуация сложнее. Вследствие распределения частиц по размерам на самом деле в коллоиде наблюдается спектр времен релаксации, в распределении которых, при наличии нескольких независимых механизмов релаксации, в некоторых случаях можно выделить ряд горбов, характерных для медленно и быстро релаксирующих компонент намагниченности. Диаграммы Коул-Коулла магнитных жидкостей подобного класса имеют вид дуги окружности (рис. 1), угол раствора которой характеризует распределение времен релаксации медленно релаксирующей компоненты. Измерения характеристик магнитной релаксации при различных температурах, когда

изменяется вязкость несущей жидкости, свидетельствуют о том, что медленный механизм релаксации связан с вращением частиц в несущей жидкости.

Точки пересечения диаграммой Коул-Коулла оси абсцисс (κ_∞ , κ_0 ; $\kappa_\infty < \kappa_0$) определяют относительные вклады быстро (κ_∞) и медленно ($\kappa_0 - \kappa_\infty$) релаксирующих компонент в намагниченность коллоида. Для коллоидов феррочастиц, константа кристаллографической магнитной анизотропии которых больше, чем у магнетита (феррит кобальта, кобальт), диаграмма Коул-Коулла, коллоида которого показана на рис. 1, отношение κ_0/κ_∞ увеличивается вследствие блокировки неелевского механизма.

Существуют магнитные коллоиды, дисперсия магнитной восприимчивости которых отлична от представленной на рис. 1. Некоторые концентрированные коллоидные системы характеризуются постоянством κ'' в широком диапазоне частот внешних полей при линейном убывании κ' с ростом $\ln \omega$. κ'' и наклон графика зависимости $\kappa'(\omega)$ в полулогарифмических координатах при этом удовлетворяет правилу « $\pi/2$ », а именно $\kappa'' = \pi/2 (d\kappa'/d \ln \omega)$, которое выполняется для различных неупорядоченных систем, характеризующихся широким распределением величин энергетических барьеров между метастабильными состояниями (спиновые стекла и др.). Оно вполне пригодно и для описания дисперсии магнитной восприимчивости полидисперсных магнитных коллоидов, для которых характерно широкое распределение энергетических барьеров KV , отделяющих положения устойчивого равновесия магнитного момента в однодоменных частицах.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости ряда коллоидов аналогично спиновым стеклам имеет максимум, положение которого зависит от частоты измерительного поля. Подобную особенность поведения κ' , помимо предположения о кооперативном замерзании направлений магнитных моментов при $T < T_*$, можно описать с точки зрения представления об ориентации одиночного магнитного диполя во внешнем магнитном поле при наличии случайных тепловых толчков. В этом случае температурная зависимость κ' определяется игрой двух противоположных тенденций.

С одной стороны, при уменьшении температуры уменьшается разупорядочивающее влияние тепловых

флуктуаций, и магнитная восприимчивость возрастает. С другой стороны, вследствие экспоненциального роста вязкости жидкости η при уменьшении температуры вращательная подвижность частиц и, следовательно, магнитная восприимчивость коллоида в переменном поле падают. В результате χ' имеет максимум при температуре T_* , зависящей от частоты по закону $\sim [\lg(\omega\tau_0)]^{-1}$. Эти представления количественно соответствуют данным эксперимента, если принять, что энергия активации U_a коллоида в несколько раз больше, чем несущей жидкости. Подобного увеличения U_a естественно ожидать в случае, когда магнитные частицы достаточно плотно окружены другими частицами. Об этом, в частности, свидетельствуют экспериментальные исследования температурных зависимостей вязких свойств магнитных жидкостей.

Несмотря, однако, на то, что многие магнитные характеристики ферроколлоидов, по-видимому, вполне удовлетворительно удается описать в рамках одночастичных представлений при учете реально возможных механизмов намагничивания, вопрос о возможности существования в магнитных коллоидах состояний типа дипольных стекол не лишен оснований. Это обусловлено особенностями магнитодипольного взаимодействия, имеющего в зависимости от относительного расположения частиц либо ферромагнитный, либо антиферромагнитный характер. Если свобода поступательного перемещения коллоидных частиц ограничена, например, в плотных конгломератах вследствие конкурентного характера магнитодипольного взаимодействия, не исключена возможность возникновения состояний типа дипольного стекла, когда магнитные моменты частиц фиксированы в случайно распределенных направлениях.

Магнитное двулучепреломление

Как уже было отмечено выше, магнитная анизотропия однодоменных частиц может быть обусловлена их формой или кристаллической структурой. Форма частиц имеет преобладающее значение для коллоидов магнитных материалов с малой кристаллографической магнитной анизотропией. Например, у частиц магнетита с отношением полуосей 1, 2 магнитная анизотропия формы уже сравнима с кристаллографической.

Так как энергия магнитной анизотропии формы минимальна, если магнитный момент направлен вдоль длинной оси частицы, то в магнитном поле магнитные моменты частиц и их длинные оси стремятся расположиться параллельно и коллоид становится анизотропным. Это проявляется в возникновении двулучепреломления коллоида при наличии поля.

Магнитное двулучепреломление может быть использовано для визуализации распределения напряженности поля. Для этого через магнитную жидкость, находящуюся между скрещенными поляризаторами в изучаемом поле, пропускается свет, и вид силовых линий поля восстанавливается по возникающей характерной картине темных полос, соответствующих областям пространства, в которых силовые линии параллельны главным направлениям одного из поляризаторов. На аналогичной идее основано использование магнитного двулучепреломления ферроколлоидов для визуализации полей рассеяния доменных стенок ферромагнетиков.

Поскольку магнитное двулучепреломление связано с формой частиц, при выключении поля оно исчезает в течение характерного времени вращательного броуновского движения $V\eta/kT$. Связь кинетики релаксации магнитного двулучепреломления с вязкостью среды можно использовать для ее определения. Особый интерес это представляет при исследовании температурной зависимости вязкости среды, например желатина, вблизи температуры гелеобразования.

Кривая намагничивания

Ориентационный механизм намагничивания магнитных коллоидов связан с действием двух противоборствующих тенденций — выстраивания магнитных диполей по направлению поля и разупорядочения их ориентаций случайным тепловым движением. Вследствие этого насыщение намагниченности имеет место в магнитных полях, при которых удовлетворяется соотношение $mH \gg kT$. Для намагниченности M разбавленных систем независимо от механизма намагничивания выполняется закон Ланжевена:

$$M = M_n (\text{cth}(mH/kT) - kT/mH),$$

где $M_H = nm$ — намагниченность насыщения коллоида. Магнитная восприимчивость χ_L в слабом поле в этом случае равна $nm^2/3kT$ (n — число частиц в единице объема).

Для типичной магнитной жидкости, содержащей ферримagnetик в виде частиц магнетита с размером 100 Å при их объемном содержании 5%, ланжевеновская восприимчивость χ_L в области комнатных температур составляет около 0,05, что на три-четыре порядка превышает восприимчивость естественных жидкостей. Данное значение восприимчивости магнитных жидкостей не является предельным, и реально достижимы бо́льшие на порядок величины.

Из-за больших магнитных моментов коллоидных частиц, которые в десятки тысяч раз больше магнитных моментов ионов переходных металлов, насыщение намагниченности ферроколлоидов достигается в легкодоступных магнитных полях с напряженностью порядка 1 кЭ. Приближение намагниченности к предельному значению, которое может составлять 50 Гс и более, происходит по закону $M = M_H(1 - kT/mH)$.

Реальные магнитные коллоиды полидисперсны, причем распределение частиц по размерам обычно хорошо соответствует так называемому логнормальному закону, когда распределение логарифмов размеров частиц имеет стандартный гауссовский вид. Кривая намагничивания в этом случае представляет собою суперпозицию кривых намагничивания фракций с определенным размером частиц. Так как начальный участок кривой намагничивания определяется вкладом более крупных частиц, а выход на насыщение — более мелких, то по этой кривой можно судить о распределении частиц по размерам (так называемая магнитная гранулометрия).

Приведенные магнитные характеристики ферроколлоидов показывают, что они на порядки превышают магнитные свойства естественных жидких сред. Вследствие этого бо́льшими оказываются и пондеромоторные силы взаимодействия магнитной жидкости с неоднородным полем, которые в десятки раз могут превышать действующую на нее силу тяжести. Это позволяет управлять при помощи неоднородного поля эффективным удельным весом магнитной жидкости и реализовать всплывание в ней, например, и самых тяжелых немагнитных материалов. Увеличение выталкивающей силы

Архимеда, действующей на погруженные в магнитную жидкость немагнитные тела, находит применение при создании магнитожидкостных сепараторов, датчиков ускорения и других устройств.

2. ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ И ИХ КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ

Седиментационная устойчивость

Необходимым условием существования магнитной жидкости как однородной физической системы является тепловое движение частиц. Действительно, если бы тепловое броуновское движение коллоидных частиц отсутствовало, то вследствие разности плотностей твердой ρ и жидкой ρ_0 фаз произошло бы их разделение в поле сил тяжести и однородная магнитная дисперсная среда перестала бы существовать. Так и обстоит дело, если не принимать специальных мер при выборе жидкостносителя в случае крупнодисперсных ферросуспензий.

Характерная высота сосуда L , начиная с которой следует учитывать разделение твердой и жидкой фаз магнитной жидкости, для частиц коллоидного размера определяется энергией их теплового движения и может быть оценена по формуле $L = kT/(\rho - \rho_0) Vg$, которая для типичных значений параметров $\rho - \rho_0 = 4 \text{ г/см}^3$ и $R = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Å}$ дает величину порядка 20 см. В объемах меньшей высоты магнитную жидкость можно считать однородной. В неоднородных магнитных полях разделение твердой и жидкой фаз может реально проявляться на расстояниях порядка нескольких сантиметров. Помимо разделения твердой и жидкой фаз во внешних неоднородных полях, неоднородное состояние магнитного коллоида может возникать и вследствие межчастичного магнитного взаимодействия.

Магнитная конденсация

Специфика магнитных коллоидов связана с наличием дальнodelствующих сил магнитодипольного взаимодействия, характеризуемых параметром $\gamma = m^2/d^3 kT$,

где d — диаметр частиц вместе с непроницаемой оболочкой поверхностно-активного вещества.

Вследствие анизотропного характера взаимодействия между магнитными диполями могут образовываться цепочечные структуры. Среднее число частиц n_a в цепочке определяется параметром их магнитодипольного взаимодействия и концентрацией коллоида. В слабом поле цепочка магнитных диполей благодаря тепловым флуктуациям имеет червеобразный вид, подобный молекулам полимера в растворе.

Представление об образовании цепочечных структур позволяет в ряде случаев интерпретировать возникновение анизотропии коллоида в поле, однако интерпретация обратного явления — зарождения при некоторой пороговой напряженности поля макроскопически больших конгломератов магнитных частиц — на этой основе невозможна.

Образование крупных сгустков частиц можно рассматривать как обусловленную магнитным взаимодействием конденсацию газа диполей. При такой конденсации коллоида не исключена возможность возникновения магнитоупорядоченных состояний. К такому заключению приводит описание магнитного межчастичного взаимодействия в рамках приближения среднего действующего поля. В этом случае напряженность эффективного магнитного поля, действующего на выделенный в ансамбле диполь, равна $\mathbf{H}_c = \mathbf{H} + \lambda \mathbf{M}$, где \mathbf{H} — напряженность макроскопического поля в магнитной среде, а $\lambda \mathbf{M}$ — пропорциональное намагниченности локальное поле Вейсса. Тогда после учета взаимодействия диполей с полем и друг с другом, их распределения по ориентациям в среднем действующем поле и учете поступательного теплового движения магнитных диполей можно получить следующее уравнение для осмотического давления коллоидного раствора:

$$p = kTn / (1 - nV_0) - \frac{1}{2} \lambda n^2 m^2 L^2(\xi_e),$$

где $V_0 = 4V$, $\xi_e = mH_e / kT$ — определяется из условия самосогласования для среднего действующего поля $\xi_e = mH/kT + nm^2\lambda L/kT$. Оно аналогично уравнению состояния газа Ван-дер-Ваальса. Однако имеется принципиально важная особенность — второй член в правой части, описывающий межчастичное взаимодействие, зависит от напряженности поля.

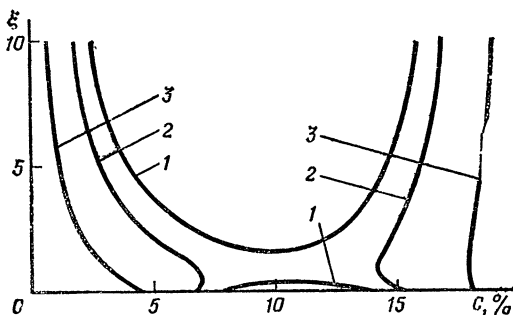


Рис. 2. Фазовая диаграмма магнитного коллоида. Кривыми 1 ($\gamma=4,7$), 2 (5), 3 (6) показаны равновесные объемные концентрации C разбавленной и концентрированной фаз в зависимости от параметра Ланжевена $\xi=mH/kT$ внешнего поля

Так как с ростом напряженности поля магнитное взаимодействие частиц увеличивается, то при достижении ею некоторого порогового значения возможно наступление конденсации магнитных диполей в макроскопические конгломераты — микрокапли. Это иллюстрируется фазовой диаграммой магнитного коллоида, которая для некоторых значений параметра γ приведена на рис. 2. В ограниченной показанными кривыми области концентраций магнитный коллоид существует в пространственно неоднородном состоянии.

Это явление обусловлено увеличением удельной намагниченности и, следовательно, уменьшением энергии диполей во внешнем поле при образовании макроскопических сгустков частиц. Если температура достаточно низка, т. е. достаточно велик параметр магнитодипольного взаимодействия γ , то тепловое движение частиц не разрушает сгусток и происходит магнитная конденсация. Отметим, что данное явление в некоторой степени напоминает известный школьный опыт по визуализации силовых линий поля при помощи железных опилок. Отличие магнитных коллоидов состоит в наличии теплового движения частиц, их однодоменности.

Пространственно неоднородное состояние достаточно концентрированного магнитного коллоида возможно и в отсутствие магнитного поля. Если описывать процесс конденсации в приближении среднего действующего по-

ля, то возникающие в отсутствие поля микрокапли спонтанно намагничены. Видно, что в отличие от обычных магнитных систем, в которых спины закреплены и переход в магнитоупорядоченное состояние будет фазовым переходом 2-го рода, возможность поступательного движения частиц приводит к возникновению ферромагнитного состояния коллоида путем фазового перехода 1-го рода.

Спонтанно намагниченная микрокапля вследствие тенденции к уменьшению энергии ее собственного магнитного поля должна иметь иглообразную форму. Хотя в некоторых случаях в магнитных коллоидах подобные конгломераты наблюдаются (возможно, как некоторые долгоживущие метастабильные остаточные состояния, образованные в поле), гораздо чаще наблюдаются микрокапли, в отсутствие поля имеющие сферическую форму. Для описания подобных особенностей магнитной конденсации модель среднего действующего поля в слабых полях должна быть модифицирована.

В этой области может быть рассмотрена более сложная модель, согласно которой в отсутствие поля в коллоиде происходит фазовый переход 1-го рода в антиферромагнитное состояние. В этой модели коллоид предполагается состоящим из двух подсистем частиц с противоположно направленными намагниченностями, M_+ и M_- . Напряженности средних действующих на диполи подсистем полей в этом случае равны:

$$H_{\pm} = H + \lambda M_{\pm} - z M_{\mp}.$$

Вектор антиферромагнетизма $M_+ - M_-$ при наличии поля направлен поперек вектора напряженности поля H . Согласно этой модели, если $z > \lambda$, при отсутствии поля термодинамически более выгодным по сравнению с ферромагнитным оказывается антиферромагнитное состояние. В этом случае микрокапли конденсированной фазы из-за отсутствия у них спонтанной намагниченности будут иметь сферическую форму.

При достижении критической напряженности поля антиферромагнитный порядок разрушается и микрокапля путем фазового перехода 2-го рода переходит в ферромагнитное состояние, описываемое в рамках приближения среднего действующего поля. Критическая напря-

женность этого перехода зависит от соотношения между z и λ и определяется из уравнения

$$\xi_0^c = nm^2(z-\lambda) L(z\xi_0^c/(z-\lambda)/kT,$$

Значения постоянных z и λ известны для решеточных дипольных систем и, например, для простой кубической решетки равны $\lambda = 4\pi/3 - N$, $z = 5,353$ (N — размагничивающий фактор образца). Для объемно- и гранецентрированной кубических решеток z существенно меньше и составляет 3,972 и 3,616 соответственно. Для таких решеток, так как $z < \lambda$ в случае игловидных образований, ферромагнитное состояние оказывается термодинамически более выгодным и при отсутствии поля.

В принципе не исключена возможность магнитной конденсации коллоида, происходящая без изменения характера его магнитного порядка. Образующиеся при отсутствии поля микрокапли в этом случае имеют сферическую форму и отличаются от окружающего коллоида лишь большей концентрацией магнитных частиц.

Деформация микрокапель в поле

В настоящее время физические свойства микрокапель конденсированной фазы магнитных коллоидов в основном изучены по их деформации во внешнем поле. Вследствие малости поверхностного натяжения границы раздела конденсированной и газовой фаз коллоида (10^{-3} — 10^{-4} эрг/см²) и сильных магнитных свойств микрокапли ($\mu = 40$) она сильно деформируется уже в поле с напряженностью около нескольких эрстед.

Растяжение магнитной капли обусловлено действием поверхностных магнитных напряжений, возникающих вследствие сильной неоднородности магнитного поля на ее границе. Из-за этого возникает разность давлений между полюсами и экватором магнитной капли, и она вытягивается в направлении вектора напряженности внешнего поля H . Растяжение прекращается, когда увеличивающаяся разность давлений, создаваемых капиллярными силами между полюсами и экватором капли, уравнивает перепад давлений $2\pi M^2$, обусловленный магнитными силами.

Намагниченность капли определяется действием внутреннего поля, равного сумме внешнего и направленного

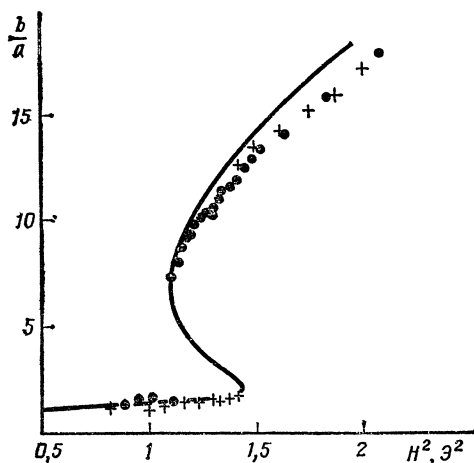


Рис. 3. Отношение полуосей микрокапли b/a в зависимости от напряженности поля. Крестики — при увеличении поля, кружки — при уменьшении (Бакри, Салэн, 1982 г.). Сплошная кривая соответствует расчетным данным

ного противоположно намагниченности размагничивающего поля. Так как размагничивающее поле, пропорциональное размагничивающему фактору капли, при ее растяжении убывает и соответственно намагниченность возрастает, то, если магнитная восприимчивость капли достаточно высока, при достижении критического значения напряженности поля возникает неустойчивость относительно скачкообразного роста степени ее растяжения. Количественный анализ показывает, что подобная неустойчивость возможна у микрокапель, магнитная проницаемость которых больше 20.

Зависимость деформации микрокапли конденсированной фазы электростатически стабилизированного магнитного коллоида на водной основе, для которой характерна описанная неустойчивость, показана на рис. 3. Видно, что степень растяжения микрокапли в зависимости от направления изменения поля обладает гистерезисом, по величине и положению которого могут быть определены поверхностное натяжение — $6,4 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² и магнитная проницаемость микрокапли — 40. Высокие

значения магнитной проницаемости имеет и конденсированная фаза магнитных коллоидов на углеводородной основе.

Столь большие значения магнитной проницаемости обусловлены рядом причин. С одной стороны, они связаны с высокой концентрацией магнитных частиц в конденсированной фазе, а также их взаимодействием, с другой — тем, что при образовании конденсированной фазы происходит фракционирование коллоида — конденсируются более крупные частицы. Последнее обстоятельство может быть использовано для улучшения характеристик магнитного коллоида. Постепенно увеличивая напряженность поля и отделяя образующуюся конденсированную фазу, можно добиться увеличения относительного содержания мелких частиц в разбавленной фазе. Аналогичное явление имеет место в электростатически стабилизированном коллоиде при нарушающем его устойчивость повышении концентрации противоионов.

Значительная магнитная проницаемость конденсированной фазы магнитных коллоидов позволяет создавать уникальные жидкие среды, правда, весьма вязкие (вязкость около пуаза), с очень сильными магнитными свойствами. О некоторых интересных явлениях, наблюдаемых в таких средах, расскажем чуть позже.

Концентрационные структуры

Существенные отличия магнитной конденсации от конденсации обычных, немагнитных сред связаны с дальнедействующим характером магнитных сил взаимодействия. Сгустки магнитных частиц, возникающие при потере устойчивости однородного состояния, создают собственные поля, которые, взаимодействуя с полями других подобных сгустков, способствуют образованию упорядоченных структур. Такая ситуация наблюдается, например, в плоской щели, заполненной коллоидом при наличии поперечного поля.

Рассмотрим механизм образования и свойства подобных структур несколько подробнее. Когда напряженность поля в щели становится больше некоторой критической, образование сгустков магнитных частиц оказывается термодинамически выгодным. Как ясно из рас-

смотренного выше поведения микрокапли в поле, наиболее энергетически выгодной формой сгустка является вытянутый эллипсоид с длинной осью в направлении поля. Вследствие этого, по крайней мере для не слишком широких щелей, можно считать, что частицы конденсируются в магнитные струны, расположенные вдоль внешнего поля перпендикулярно границам щели. В местах выхода магнитных струн на границы щели возникают фиктивные поверхностные магнитные заряды, создающие собственные магнитные поля струн. Вследствие магнитного взаимодействия струн происходит их упорядочение в периодическую структуру.

Так как образование струн связано с формированием границ раздела конденсированной и разбавленной фаз, то необходим учет и связанной с этим поверхностной энергии. Она определяется по характерному масштабу переходного слоя между фазами l_* . Можно показать, что сумма магнитной и поверхностной энергии структуры магнитных струн с периодом λ пропорциональна $\lambda + l_*^{2l/\lambda^2}$ ($2l$ — толщина щели) и минимальна при $\lambda = = l_*^{2/3} (2l)^{1/3}$.

Степенной закон зависимости периода структуры от толщины щели $(2l)^{1/3}$ хорошо соответствует данным эксперимента для электростатически стабилизированных коллоидов. Для l_* они дают значение около 0,1 мкм. По известной величине l_* можно оценить поверхностное натяжение границы раздела фаз как характерную энергию взаимодействия частиц kT_c на площадь l_*^2 , приходящуюся на одну частицу. Полагая $kT_c = 4 \cdot 10^{-14}$ эрг, $l_* = = 10^{-5}$ см, для поверхностного натяжения получается $4 \cdot 10^{-4}$ эрг/см², т. е. величина, близкая к находимой по деформации микрокапель в поле.

Энергия, необходимая для образования структуры оптимального периода, выделяется при конденсации частиц в магнитные струны и на единицу площади равна $^{3/2}(m\Delta n)^2 l_*^{2/3} (2l)^{1/3}$. Эта величина в $(l_*/2l)^{2/3}$ раз меньше энергии, которая необходима для образования в щели сплошного слоя конденсированной фазы.

Последняя оценка показывает, что причина образования периодической структуры конденсированной фазы магнитного коллоида та же, что и образования доменной структуры ферромагнетика. Если разбиение ферромагнетика на области с различно направленными намагниченностями энергетически выгодно с точки зре-

ния понижения энергии его собственного магнитного поля, то в случае магнитного коллоида с этой точки зрения более выгодной является конденсация частиц в периодическую систему магнитных струн.

Закономерности структурных превращений магнитных коллоидов и суспензий в поле служат основой ряда любопытных и, надо сказать, неожиданных приложений. Так, на их основе может быть создан способ записи изображений. Его суть (но не реализация!) весьма проста. В некотором связующем, например парафине, распределены магнитные частицы. Слой подобного материала при температуре, близкой к температуре его плавления, помещен в поперечное ему поле. При падении света освещенные участки слоя расплавляются, и распределенные в них магнитные частицы образуют ориентированную по полю структуру, что приводит к локальному изменению оптических характеристик пленки и записи изображения. Записанное изображение можно стереть магнитным полем и пленку использовать повторно*.

Выше было показано, что концентрационные структуры, возникающие при магнитной конденсации, определяются балансом сил поверхностных взаимодействий и собственных магнитных полей. Естественно возникает вопрос: исчерпывается ли, например, периодической системой магнитных струн, поперечных границам щели, класс возможных конденсационных структур магнитных коллоидов в поле, поперечном щели? Оказывается, что нет, так как система уравнений магнитостатики для напряженности магнитного поля концентрационной структуры коллоида и ее равновесия под действием поверхностных и магнитных взаимодействий при надлежащих граничных условиях обладает бесконечным семейством решений (мод). В этом смысле задача определения концентрационных структур коллоидов, возникающих при их магнитной конденсации, эквивалентна, например, задачам определения мод собственных колебаний упругих тел.

Для случая поперечного поля изолинии концентрации нескольких первых четных и нечетных относительно

* Более подробно об этом и других способах записи изображений см.: Кондратенко П. А., Курик М. В. Фотография без серебра. — М.: Знание, 1984.

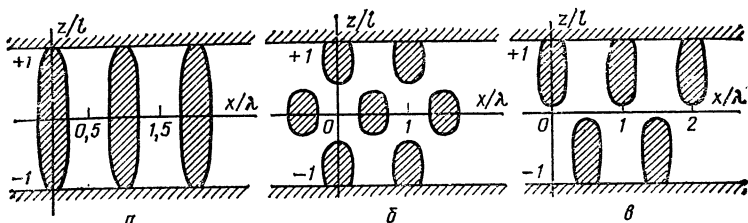


Рис. 4. Конденсационные моды магнитного коллоида в плоской щели: а — первая четная мода; б — вторая четная; в — первая нечетная

середины слоя мод показаны на рис. 4. Найденные в результате решения краевой задачи собственные значения мод показывают, что зависимости энергии соответствующих им концентрационных структур от их периода обладают минимумом. Формирование структур с таким периодом является энергетически наиболее выгодным.

Вид структур, наблюдаемых в эксперименте, определяется способом наложения поля. При медленном, квазистатическом увеличении напряженности поля образуется структура, энергия которой и, следовательно, необходимое для ее развития магнитное переохлаждение коллоида являются минимальными. Это соответствует структуре проходящих поперек щели магнитных струн, период которой пропорционален $(2l)^{1/3}$. При резком увеличении напряженности поля магнитный коллоид в плоской щели может потерять устойчивость одновременно относительно нескольких концентрационных мод. В этом случае естественно ожидать образования структуры, которая развивается быстрее, т. е. более мелкомасштабной, так как для ее установления должны собраться частицы из менее протяженной области пространства. Вследствие этого при резком наложении поля с напряженностью, значительно превышающей напряженность поля насыщения разбавленной фазы коллоида, возможно возникновение многослойных периодических структур с шахматным упорядочением областей максимального скопления частиц, подобных показанным на рис. 4, б, в.

Экспериментально такие структуры наблюдались в поле с напряженностью, четырехкратно превышающей напряженность поля насыщения магнитного коллоида.

Магнитные «дырки» и двумерные фазовые переходы

Возникновение периодических структур магнитных частиц в плоских щелях вследствие действия магнитодипольных сил отталкивания дает любопытную возможность создания двумерных систем с магнитоуправляемым параметром межчастичного взаимодействия. Они интересны с точки зрения моделирования в двумерных системах фазовых переходов типа плавления, которые в настоящее время интенсивно исследуются теоретически.

Эта идея реализована при помощи монодисперсной суспензии полистироловых шариков, взвешенных в плоском слое магнитной жидкости, толщина которого лишь немного больше их диаметра. Так как полистироловые шарики немагнитны, то при помещении слоя суспензии во внешнее поле их поведение в магнитном отношении эквивалентно поведению частиц с отрицательной магнитной восприимчивостью χ_e (магнитных «дырок»).

Параметр их магнитодипольного взаимодействия γ при наличии поперечного щели поля с напряженностью H_0 можно оценить как $V^2\chi_e^2H_0^2/\mu a^3kT$. Его значения для реальной магнитной жидкости с $\chi=0,17$ при диаметре полистироловых частиц $d=1,9$ мкм и среднем расстоянии между ними $a=4,3$ мкм составляют 2,5 и 63 в полях с напряженностью 20 Э и 100 Э соответственно. Так как теоретическое значение γ , при котором происходит плавление двумерной системы диполей, равно 62 ± 3 , то эта оценка показывает, что путем изменения напряженности поля могут быть созданы условия кристаллизации и плавления ансамбля магнитных «дырок», что и наблюдается в эксперименте.

При наложении поля вдоль границ щели характер взаимодействия частиц изменяется. В этом случае те частицы, для которых угол между вектором, соединяющим их центры, и напряженностью поля меньше 50° , притягиваются, а те, для которых этот угол больше, — отталкиваются. Поэтому при малых концентрациях полистироловых частиц образуются одиночные цепочечные агрегаты, при больших — образуются ориентированные по полю магнитные струны, содержащие много цепей. Интересно, что путем наложения на суспензию с неоднородным распределением концентрации частиц поля, направленного вдоль границ щели, возможно соз-

дание ситуации, моделирующей равновесие между концентрированной и разбавленной фазами магнитного коллоида.

В подобных системах можно визуально наблюдать и целый ряд других интересных эффектов. Именно возможность наглядного представления протекающих явлений делает эти системы привлекательными с точки зрения исследования двумерных фазовых превращений. Немаловажное значение при этом играет то обстоятельство, что немагнитные частицы вследствие искажения ими внешнего однородного поля создают вне себя неоднородное поле пондеромоторных сил, способных поддерживать их во взвешенном состоянии посреди слоя (магнитная левитация). Отметим, что эффекты магнитной левитации в ферроколлоидах столь велики, что, например, помещенный в магнитную жидкость постоянный магнит плавает, не касаясь стенок сосуда.

Теорема Ирншоу, плавающие магниты и вихревые структуры

Образование в плоских слоях периодических структур магнитных коллоидов, кристаллических структур немагнитных частиц, взвешенных в магнитной жидкости, показывает, что в этих ситуациях возможно равновесие тел под действием магнитных сил. На первый взгляд это кажется несколько неожиданным, так как одна из наиболее известных теорем электростатики — теорема Ирншоу — утверждает, что устойчивое равновесие электрических зарядов под действием одних электрических сил невозможно (аналогичная теорема справедлива и для магнитных тел). По этой причине, например, электрический заряд проводящих тел локализуется на их поверхности.

Справедливость этой теоремы вытекает из основ электростатики, согласно которым рельеф потенциальной энергии заряда в поле других вблизи положения его равновесия, где равнодействующая сила равна нулю, имеет седлообразную форму. В такой ситуации при малейшем смещении заряда вниз по ложбине возникает электрическая сила, удаляющая его от положения равновесия.

Очевидно, что если исключить каким-то образом воз-

возможность перемещения зарядов вдоль ложбин рельефа потенциальной энергии, то устойчивое равновесие под действием одних электрических сил уже будет возможным, так как по остальным направлениям заряд при смещении от положения равновесия должен подниматься по склону рельефа потенциальной энергии. Такое положение дел, например, реализуется, если ограничить свободу перемещения зарядов, разместив их, скажем, на диске. В этом случае, если число зарядов достаточно велико, существуют положения их устойчивого равновесия и во внутренних точках области.

Аналогичное явление имеет место и для магнитных диполей, намагниченных поперечно плоскости диска. Оно представляет и практический интерес, так как на его основе могут быть созданы, например, оригинальные способы кассетирования и сборки деталей методами электромагнитной механики.

Равновесные конфигурации диполей в области, имеющей круглую форму, обладают рядом любопытных свойств, которые еще в начале века изучал Дж. Дж. Томсон. Если количество N диполей, намагниченных поперечно диску, мало, то они в состоянии глобального энергетического минимума располагаются на границе диска по вершинам регулярного N -угольника. С увеличением числа диполей появляются устойчивые положения их равновесия внутри области, и по вершинам регулярного многоугольника начинает заполняться внутренний слой меньшего радиуса. При этом существуют критические значения N , при которых степень заполнения внутреннего слоя возрастает на единицу. Так, из 11 диполей во внутреннем слое расположены 2, при $N=13—3$, при $N=15—4$, $N=17—5$, при 19 диполях появляется устойчивое равновесие диполя в центре внутреннего слоя.

Аналогичную последовательность изменения конфигураций состояний равновесия наблюдал академик А. В. Шубников в своих известных опытах с плавающими магнитами. Он в своих опытах использовал длинные намагниченные иглы, удерживаемые в ограниченной области пространства действием неоднородного магнитного поля постоянного магнита, а поэтому увеличение заполнения внутреннего слоя наблюдал при меньших количествах диполей, чем указанные выше. Если N становится большим, то диполи во внутренней части обла-

сти аналогично периодическим структурам магнитных коллоидов образуют гексагональную решетку.

Для численного нахождения равновесных дипольных конфигураций, соответствующих глобальному энергетическому минимуму, могут быть использованы эвристические вероятностные алгоритмы.

Один из наиболее популярных алгоритмов такого рода основывается на физически вполне естественном предположении о достижении макроскопической системой при достаточно медленном понижении температуры состояния, соответствующего глобальному энергетическому минимуму. В соответствии с этим для системы N тел при фиксированной температуре T реализуется стандартный процесс Метрополиса—Теллера, согласно которому новое пробное состояние частицы принимается, если энергия при этом понижается ($\Delta E < 0$). В противном случае пробное состояние принимается с вероятностью $\exp(-\Delta E/T)$. По происшествии определенного времени, измеряемого количеством шагов на частицу, температура понижается, и процесс повторяется вплоть до достижения достаточно низких температур, когда система, если охлаждение проведено достаточно осторожно, заморожена в состоянии глобального энергетического минимума. Подобным образом найдены характерные числа диполей в области круглой формы, указанные выше.

На основе описанного алгоритма может быть решен и ряд других интересных задач физики магнитных систем. Так, из теории решеточных дипольных систем известно, что основное антиферромагнитное состояние диполей в простой кубической решетке вырождено в классе состояний с микровихревой структурой. Для ограниченных систем вырождение частично или полностью снимается, и например, для случая плоской системы диполей на гексагональной решетке основным является макровихревое состояние. Очевидно, что во внешнем поле достаточно большой напряженности основным является ферромагнитное состояние с направленной по полю намагниченностью. Найденные для случая 37 диполей (рис. 5) показывают, что переход от макровихревого состояния к ферромагнитному имеет место в диапазоне напряженностей поля от 0,7 до 0,8 m/a^3 , а — параметр решетки.

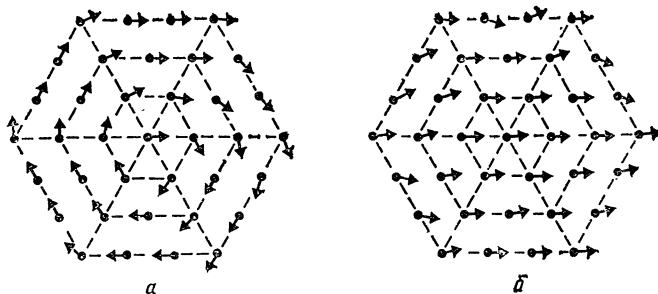


Рис. 5. Структуры плоской гексагональной решетки магнитных диполей: *а* — макровихревая структура при $Ha^3/m=0,2$; *б* — структура с ферромагнитным характером упорядочения при $Ha^3/m=1,5$

Экспериментально подобный переход наблюдался для случая макроскопических сферических магнитов магнитотвердого магнетика, высаждающихся на подложку из магнитоожигенного слоя. Хотя тема магнитоожигенных систем лежит несколько в стороне от вопросов, обсуждаемых в настоящей брошюре, она настолько интересна, что заслуживает пары слов.

Магнитоожигение порошка ферромагнитных частиц осуществляется переменным полем. Возникающее в нем вращательное движение частиц вследствие их магнитодипольного взаимодействия возбуждает поступательные степени свободы. В результате этого силы давления, обусловленные соударениями частиц, взвешивают порошок. При этом оказывается, что скорости поступательного движения частиц распределены по Максвеллу с эффективной температурой, зависящей от амплитуды переменного поля по степенному закону. Если напряженность переменного поля уменьшать, то становится термодинамически выгодным высаживание частиц на подложку. Если напряженность добавочного постоянного поля, наложенного параллельно подложке, не слишком велика, высаждающиеся частицы образуют макровихревую структуру, подобную изображенной на рис. 5, *а*. При увеличении напряженности постоянного поля происходит переход к ферромагнитному характеру упорядочения. Подобные фазовые превращения в поле, обусловленные магнитодипольным взаимодействием, представляют интерес при низких температурах и для моно-

молекулярных слоев парамагнитных солей, например FeCl_3 .

Таким образом, видим, что магнитные дисперсные системы являются средами, в которых реализуются условия фазовых превращений во внешнем поле (периодические концентрационные структуры, изменение характера магнитного упорядочения и др.). Они вследствие больших значений магнитных моментов частиц являются системами, строение и свойства которых в отличие от большинства молекулярных систем определяются магнитодипольным взаимодействием. На пути изучения обусловленных ими структурных превращений в настоящее время сделаны лишь первые шаги. Возникновение при фазовом расслоении магнитных коллоидов микрокапель, имеющих большие значения магнитной проницаемости, позволяет создавать жидкие среды со сверхсильными магнитными свойствами.

Хотя величина восприимчивости концентрированной фазы магнитного коллоида неплохо соответствует расчетной величине восприимчивости его антиферромагнитной фазы, относительно характера магнитного упорядочения конденсированной фазы в настоящее время полной ясности нет. Не исключена возможность существования в микрокаплях и доменной структуры ферромагнитно упорядоченных областей или более сложных магнитных структур. В этой связи представляют интерес недавние численные исследования, в которых найдено, что глобальный энергетический минимум ансамбля диполей соответствует ромбоэдрической кристаллической системе с ферромагнитным характером упорядочения.

Большие значения магнитных моментов коллоидных частиц обуславливают не только различные структурные превращения во внешнем поле, но и большие значения пондеромоторной силы, действующей на магнитную жидкость. Это позволяет наблюдать целый ряд своеобразных течений, не известных в обычной гидродинамике. О некоторых из них наш дальнейший рассказ.

3. ГИДРОДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Если температура и концентрация магнитного коллоида являются однородными, то действующая на него в направлении роста напряженности поля пондеромотор-

ная сила потенциальна и может быть уравновешена силами давления. Хотя перераспределение давления в замкнутом объеме магнитной жидкости служит основой целого ряда практических приложений, наиболее интересные явления, связанные с действием пондеромоторной силы, имеют место при наличии свободных границ.

«Ежевидная» конфигурация свободной поверхности

Повседневный опыт обращения с разными жидкостями приучил нас к тому, что в состоянии покоя их поверхности горизонтальны и идеально гладки. Конфигурация свободной поверхности магнитной жидкости в вертикальном поле совершенно другая. При превышении напряженностью поля некоторого критического значения на ней начинают зарождаться конические выступы, которые, вытягиваясь вдоль направления поля, образуют характерную «ежевидную» структуру.

Причиной этого является зависимость действующей на магнитную жидкость пондеромоторной силы от напряженности макроскопического поля, которая представляет собой сумму напряженностей поля внешних источников и собственного поля магнитной жидкости, зависящего от формы занимаемой ею области пространства. При периодической деформации свободной поверхности напряженность поля под ее буграми вследствие стремления силовых линий поля замыкаться через среду с более высоким значением магнитной проницаемости увеличивается, а под впадинами — уменьшается (рис. 6).

Это перераспределение напряженности поля создает пондеромоторную силу, действующую в направлении развития бугра. Если перепад давлений между бугром и впадиной, который создают сила тяжести и капиллярные силы, действующие в направлении уменьшения деформации поверхности, не может уравновесить пондеромоторную силу поля, то развивается деформация поверхности. Из расчета следует, что значение намагниченности, при котором возможно развитие неустойчивости свободной поверхности, имеет место для деформации с периодом $\lambda_* = 2\pi \sqrt{\sigma/\rho g}$. Возмущения с периодом λ_* являются энергетически наиболее опасными и при квазистатическом увеличении поля возникают в первую

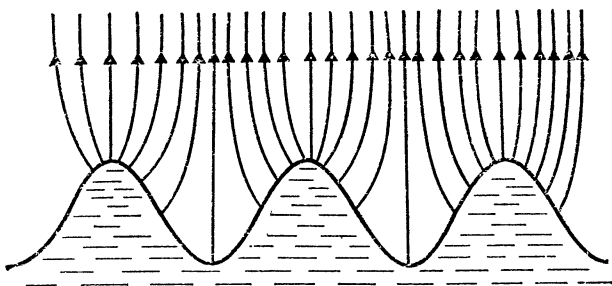


Рис. 6. Искривление магнитного поля искривленной поверхностью магнитной жидкости

очередь. При реальных для магнитных жидкостей коэффициентах поверхностного натяжения $\sigma = 20$ эрг/см² и плотностях $\rho = 1$ г/см³ неустойчивость свободной поверхности развивается при намагниченностях, больших 7 Гс. Так как это значение невелико по сравнению с доступными для большинства магнитных жидкостей, то «ежевидная» форма является типичной конфигурацией их свободной поверхности в поле.

При надкритических значениях напряженности поля иглообразные пики свободной поверхности образуют гексагональную структуру. Они возникают скачкообразно при критической напряженности поля, как это характерно для так называемой жесткой неустойчивости. Кроме того, наблюдается присущее этому типу неустойчивости отличие напряженностей поля, при которых зарождается и исчезает гексагональная структура. Теоретически, правда, для случая небольших значений магнитной восприимчивости установлено, что с ростом и последующими уменьшениями напряженности поля происходит перестройка гексагональной структуры в квадратную и обратно, но при меньшем значении напряженности поля. Подобная перестройка, однако с отсутствием гистерезиса, наблюдалась и экспериментально.

Параметрические колебания

Другие явления наблюдаются, если внешнее поле направлено касательно к свободной поверхности магнитной жидкости. В этом случае при возникновении периодиче-

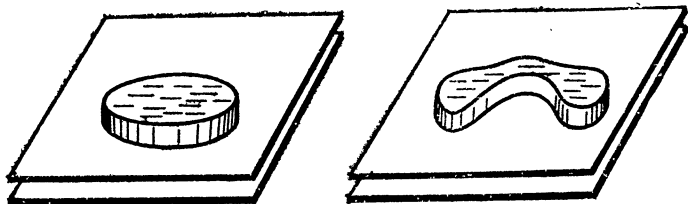


Рис. 7. Магнито-статическая неустойчивость капли магнитной жидкости в плоской щели

ской деформации свободной поверхности, линии постоянной фазы которой поперечны полю, его напряженность в противоположность случаю нормального поля под впадиной увеличивается, а под бугром—уменьшается. Возникающая вследствие этого пондеромоторная сила аналогично силам тяжести и капиллярного давления в этой ситуации действует в сторону восстановления плоской формы свободной поверхности. Таким образом, поле как бы увеличивает жесткость свободной поверхности.

Изменение жесткости свободной поверхности в поле дает любопытную возможность возбуждения ее параметрических колебаний. При величинах амплитуды напряженности переменного поля, больших критической, на свободной поверхности жидкости возникает стоячая волна, линии постоянной фазы которой поперечны вектору напряженности поля. Ее длина волны λ определяется из условия параметрического резонанса $\omega = \omega(\lambda)$. При увеличении напряженности поля линии постоянной фазы начинают искривляться и возбужденная капиллярная рябь становится случайной.

Магнитные неустойчивости в плоских слоях

Явления бифуркации форм магнитной жидкости, обусловленные действием сил ее собственного поля, весьма разнообразны. Очень интересны структуры капель магнитной жидкости, образуемые в плоских слоях при наличии поля, поперечного границам щели.

Оказывается, что в этой ситуации поддерживаемая капиллярными силами осесимметричная форма капли при достаточно больших напряженностях поля неустой-

чива относительно нарушающих симметрию деформаций (рис. 7). Как показывают численные эксперименты, равновесные фигуры, возникающие в результате потери устойчивости, имеют вид гантелей.

Подобная равновесная форма капли совершенно естественна с точки зрения представления о балансе магнитных и капиллярных сил. Остановимся на этом несколько подробнее. Напряженность магнитного поля, которое создается магнитной жидкостью в месте расположения некоторого ее элемента, направлена противоположно напряженности внешнего магнитного поля. Так как среднее расстояние до «соседей» у элемента жидкости на границе капли больше, чем у элемента в ее центре, то напряженность суммарного поля на границе в результате больше. Вследствие этого при появлении некоторого отклонения от осесимметричности капли возникает пондеромоторная магнитная сила, способствующая ее развитию. Оно продолжается до тех пор, пока начавшееся вследствие перетекания жидкости расширение концов капли не приведет к такому увеличению размагничивающего поля жидкости и, следовательно, уменьшению суммарной напряженности поля на краях капли, при которых пондеромоторная магнитная сила может быть уравновешена силами капиллярного давления.

Диффузионно-контролируемые процессы роста и магнитные неустойчивости

Течение магнитной жидкости в плоской щели можно просто описать, если среднюю по сечению скорость считать пропорциональной перепаду давления, создаваемому магнитными и капиллярными силами (приближение Хеле—Шоу). Аналогичным образом описываются и течения жидкостей в пористых средах. Математическая модель двумерной гидродинамики процесса развития магнитной неустойчивости свободной поверхности капли в этом случае эквивалентна рассматриваемым при описании диффузионно-контролируемых процессов роста.

Подобного типа задачи возникают при описании, например, динамики фронта кристаллизации, лимитируемой отводом тепла или вещества. Рост агрегатов коллоидных частиц, происходящий в результате налипания

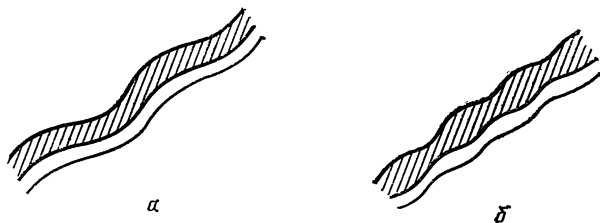


Рис. 8. Моды деформации полоски магнитной жидкости в плоской щели: *а* — изгибные деформации; *б* — перетяжки

случайно движущихся в окружающей среде броуновских частиц, так же, как и многие другие интересные явления, относится к этому классу процессов. Общим для них является образование весьма сложных и интересных структур, таких, как фрактальные объекты, дендриты, иглоподобные кристаллы и др. Поэтому не удивительно, что данные процессы в настоящее время интенсивно исследуются применительно к описанию общих закономерностей самоорганизации различных неравновесных систем, рассматриваемых синергетикой.

Магнитные взаимодействия дают интересные возможности управления этими процессами. Ряд подобных ситуаций более подробно мы опишем ниже, а здесь возвратимся к описанию «морфогенеза» форм капель магнитной жидкости в плоских щелях, который порою может происходить весьма удивительным образом.

Лабиринтные структуры

Описанные выше гантелеобразные фигуры равновесия, как показывают результаты численных и натурных экспериментов, с увеличением намагниченности капель растягиваются и превращаются в расширенные на концах полоски постоянной ширины, которые при достижении очередного критического значения поля испытывают неустойчивость относительно изгиба. Полосовые структуры в плоских щелях типичны как для магнитного коллоида в целом, так и для его конденсированной фазы. Поэтому ряд закономерностей трансформации магнитных структур в плоских щелях связан с поведением полосок.

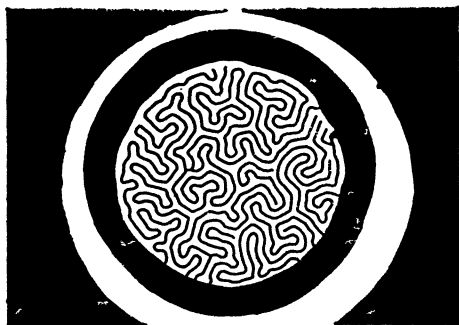


Рис. 9. Лабиринтная структура магнитной жидкости в плоской щели

Анализ устойчивости бесконечно длинной прямолинейной полоски магнитной жидкости показывает, что она может терять устойчивость относительно возмущений двоякого характера — изгибных деформаций и перетяжек (рис. 8), причем энергетически наиболее опасными являются изгибные деформации большой длины волны, как и наблюдается в эксперименте.

Изгибные деформации полосок наблюдаются и при образовании лабиринтных структур. Лабиринтные структуры возникают в результате развития неустойчивости границы магнитной жидкости, частично заполняющей плоскую щель. В этом случае при достижении критического значения напряженности поля, нормального границам щели, формируется периодическая система искривлений свободной границы магнитной жидкости, которые с ростом поля развиваются в пальцевидные образования. «Пальцы» по мере медленного увеличения поля проникают в свободное пространство, испытывая при своем движении причудливые изгибные деформации, а иногда и расщепление вершин.

Конечным результатом этого процесса является образование односвязной полосовой структуры в форме лабиринта (рис. 9). Она аналогична лабиринтным структурам полосовых доменов в тонких пленках высокоанизотропных ферромагнетиков, что вполне естественно, так как структура полосовых доменов, подобно лабиринтным структурам магнитной жидкости, определяется балансом энергии размагничивающего поля и поверхностной энергии доменных границ. Существенное отличие между ними заключается в механизмах их формирования.

Если лабиринтная структура полосовых доменов в принципе может образоваться при разбегании отдельного домена обратной намагниченности, то лабиринтная структура несжимаемой магнитной жидкости образуется путем развития гидродинамической неустойчивости свободных границ и проникновения «пальцев» магнитной жидкости в немагнитную фазу. При этом весьма интересным является механизм движения «пальцев». Так как на вершине «пальца» напряженность размагничивающего поля магнитной жидкости, направленного противоположно внешнему, меньше, чем вдали от него, то напряженность суммарного поля на вершине оказывается больше, и возникает вызывающая рост «пальца» пондеромоторная магнитная сила. В итоге происходит своеобразный процесс роста, при котором «палец» сам себя тянет за конец посредством создаваемых им магнитных сил.

Закономерности формирования и распространения «пальцев» в основном и определяют вид возникающих структур магнитной жидкости в плоских щелях. В этом смысле ситуация подобна механизму формирования фрактальных объектов в диффузионно-контролируемых процессах роста, для которых характерно размножение «пальцев» путем их расщеплений в условиях взаимной конкуренции и подавления. Существенное отличие связано с взаимодействием «пальцев» посредством действующих магнитных сил, вследствие которого устанавливается постоянное по всей структуре расстояние между полосками магнитной жидкости. При этом, однако, дальний порядок в ориентации полосок отсутствует. Если последним обстоятельством пренебречь, то лабиринтная структура магнитной жидкости подобна так называемой доменной структуре Киттеля в тонких пленках ферромагнетиков.

Лабиринтную структуру в тонких щелях образует и конденсированная фаза электростатически стабилизированного магнитного коллоида. Для ее наблюдения конденсированной фазой частично заполняется тонкая щель. Так как получаемая среда обладает поверхностным натяжением в десятки тысяч раз меньшим, чем обычные среды, и очень сильными магнитными свойствами, то ее лабиринтная структура образуется в щелях толщиной в десятки микрон при напряженностях поля,

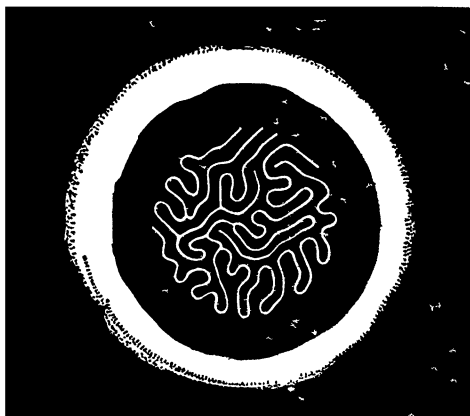


Рис. 10. Стационарная конфигурация пузырька в плоской щели при резком увеличении напряженности поля

только на порядок превышающих напряженность магнитного поля Земли.

Сверхсильные магнитные свойства конденсированной фазы позволяют наблюдать и ряд качественно интересных особенностей. Так, в отличие от лабиринтной структуры обычной магнитной жидкости, которая остается односвязной в предельно сильных магнитных полях, лабиринтная структура конденсированной фазы при увеличении напряженности поля распадается с образованием почти идеально упорядоченной гексагональной структуры микрокапель, дающей характерную картину рефлексов дифрагированного света.

Подобный распад, по-видимому, связан с развитием перетяжек полосок лабиринтной структуры, изгибная неустойчивость которых подавлена вследствие ее ориентационного упорядочения. Наблюдается распад в поперечном поле и у одиночных микрокапель конденсированной фазы. Он происходит путем развития эллиптической неустойчивости микрокапли в результате начинающегося с ее торцов деления пополам образующихся гантелей. Оно с ростом напряженности поля может быть многократным. Это деление в некоторой степени напоминает процесс разветвления полосовой доменной структуры, впервые рассмотренный Л. Д. Ландау применительно к описанию промежуточного состояния сверхпроводников.

Неосесимметричные фигуры равновесия в поперечном

поле образуют и микрокапли конденсированной фазы коллоидов на углеводородной основе.

Описанные выше процессы образования и трансформации магнитных структур в плоских щелях имеют целый ряд других интересных особенностей. Так, аналогичным спектром неустойчивостей обладает и пузырек газа в безграничном плоском слое магнитной жидкости. При этом, так как характерные магнитные давления, определяющие развитие неустойчивости, имеют порядок M^2 и, следовательно, для реальных магнитных жидкостей примерно на два порядка меньше атмосферного, то пузырек аналогично капле остается несжимаемым. В этих условиях вследствие развития неустойчивости могут наблюдаться весьма удивительные конфигурации. На рис. 10 показана стационарная конфигурация пузырька в плоском слое магнитной жидкости, образованная при резком увеличении поля. Интересно отметить, что она напоминает амебовидные структуры, обычно приводимые в книгах по статистической физике при описании фазовых потоков с перемешиванием (см., например*).

Магнитные неустойчивости описанного класса могут быть стабилизированы путем окружения слоя мягким ферромагнетиком. Причина этого проста — силовые линии собственного магнитного поля, замыкаясь через ферромагнитный материал, не создают пондеромоторную силу, действующую на жидкость, и магнитная неустойчивость не развивается. Это имеет важное значение при практическом использовании магнитных жидкостей, так как развитие неустойчивостей могло бы отрицательно сказаться на эффективности их работы в различных устройствах. В качестве примера можно указать на опыт использования магнитной жидкости как контактной среды в устройствах ультразвуковой диагностики. В этом случае образование лабиринтной структуры в зоне контакта нарушает его сплошность, и интенсивность вводимого ультразвука падает.

Лабиринтные структуры диэлектрических сред

Описанные выше процессы образования двумерных структур интересны и для целого ряда других областей

* Пригожин И. От существующего к возникающему. — М.: Наука, 1985. — 327 с.

физики и гидродинамики. В настоящее время установлено, что лабиринтные структуры в плоских щелях образуют и диэлектрические жидкости в электрическом поле. В этом случае для исключения экранирующего влияния свободных зарядов необходимо использование переменных полей достаточно высокой частоты. Для их наблюдения в реальной геометрии между прозрачными плоскими электродами смачивающая твердые стенки поверхность жидкости должна быть неэквипотенциальной. Это достигается путем введения диэлектрических прослоек между жидкостью и электродами.

В переменном электрическом поле наблюдаются и неосесимметричные конфигурации пузырьков, введенных в слой диэлектрической жидкости. При напряженностях электрического поля, больших критической, они образуют изогнутые гантели, а также более сложные разветвленные конфигурации. При высоких напряженностях поля, когда в газовой полости наступает электрический заряд, пузырек восстанавливает осесимметричную форму.

Пожалуй, наиболее интересная электрическая аналогия рассматриваемых явлений раскрывается при изучении монослоев амфифильных веществ (фосфолипиды и др.). В определенных ситуациях возникающие при сжатии монослоев выделения концентрированной фазы имеют неосесимметричную форму, например, в виде эллиптического цилиндра. Вполне естественно предположить, что она аналогично неосесимметричным конфигурациям капли магнитной жидкости обусловлена действием сил собственного электрического поля монослоя.

Последние могут возникать из-за ряда причин. С одной стороны, они могут быть обусловлены поперечным слоем дипольным моментом амфифильных молекул, с другой — дипольный слой может образовываться зарядами ионизированных ионогенных групп молекул и экранирующим их слоем противоионов. В последнем случае, если характерная дебаевская длина экранирования l_D гораздо меньше характерного размера выделения концентрированной фазы R , возникает дипольный слой с поверхностной плотностью $p \sim el_D/A$, где e — заряд ионогенной группы, а A — площадь поверхности слоя, приходящаяся на одну молекулу.

Соотношение, определяющее критический размер об-

разования концентрированной фазы монослоя R_* , выше которого оно неустойчиво относительно эллиптических деформаций, может быть получено из соответствующих соотношений для порога эллиптической деформации капли магнитной жидкости путем замены $Mh \rightarrow p$ и устремления при заданной величине линейного натяжения $\lambda = \sigma l$ толщины слоя h к нулю (l — толщина монослоя). В итоге для R_* получается

$$2R_* = h \exp(9\lambda/20\rho^2).$$

Подстановка в эту формулу вполне реальных значений для поверхностной плотности дипольного слоя $p = 10^{-3}$ ед. CGSE, его толщины $h = 10$ Å и линейного натяжения $\lambda = 10^{-5}$ эрг/см дает разумное значение R_* около 0,1 мкм.

В монослоях фосфолипидов наблюдаются и полосовые структуры, в случае рацемичной смеси подобные лабиринтным структурам магнитных жидкостей. Интересные особенности эти структуры имеют в монослое хирального фосфолипида. В этом случае концы полосок концентрированной фазы закручены в виде спиралей, и возникает весьма необычный узор монослоя, напоминающий образуемые при распространении автоволн в активных средах.

Фрактальные объекты

В монослоях фосфолипидов при неквазистатическом их сжатии возникают и структуры, имеющие фрактальный характер. Образование подобных объектов свойственно для диффузионно-контролируемых процессов роста. В указанном конкретном случае рост выделения концентрированной фазы контролируется диффузионным отводом примеси, с чем и связан его фрактальный характер. Диффузионно-контролируемым образом, как уже было отмечено выше, происходит и перемещение под действием приложенного градиента давления свободной границы жидкости в тонкой щели.

Воспользовавшись электростатической аналогией, опишем характерные особенности подобных механизмов роста. При диффузионно-контролируемом росте поверхность объекта можно представить в виде эквипотенциали. Скорость ее перемещения тогда пропорциональна

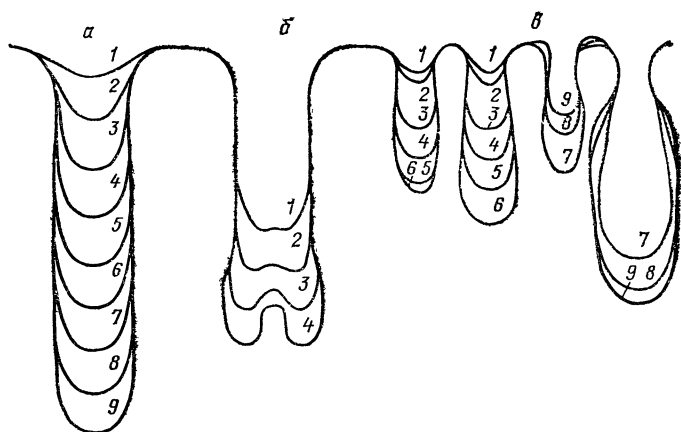


Рис. 11. Динамика «пальцев» воздуха в щели с вязкой жидкостью. Капиллярное число равно $2 \cdot 10^{-4}$ (а, б); $5 \cdot 10^{-3}$ (в). Цифрами показаны положения фронта вытеснения в различные моменты времени: 1 — начальное возмущение; 2 — 0,2 (а); 0,87 (б) — исходное возмущение вершины пальца наложено в момент времени 0,67), 0,1 (в); 3 — 0,4 (а), 1,07 (б), 0,4 (в); 4 — 0,6 (а), 1,27 (б), 0,6 (в); 5 — 0,8 (а, в); 6 — 1 (а, в); 7 — 1,2 (а, в); 8 — 1,4 (а, в); 9 — 1,4 (а) 1,5 (в)

напряженности электрического поля на границе. Подобный процесс является сильно неустойчивым — вблизи возникающих выпуклостей границы происходит концентрация эквипотенциальных линий, сопровождающаяся ростом электрического поля и, следовательно, скорости ее перемещения. В результате возмущение поверхности усиливается и происходит рост объекта в виде пальцев.

Динамика этого процесса на примере неустойчивости фронта вытеснения жидкости из плоской щели газом, найденная численным моделированием, показана на рис. 11, а. Пальцы могут размножаться вследствие неустойчивости их вершин относительно расщеплений (рис. 11, б). В подобных условиях при вступлении в игру механизмов конкуренции и взаимного подавления пальцев возникают сильно разветвленные, рыхлые объекты, характеризующиеся дробной — фрактальной размерностью.

Типичный процесс конкуренции и подавления паль-

цев, полученный путем численного моделирования динамики фронта вытеснения жидкости из щели, показан на рис. 11, в. Видно, что первоначально почти незаметно более сильный правый палец с течением времени опережает в росте своего левого слабого соседа. До определенного момента, когда правый палец становится слишком «жирным», развиваются оба. После этого рост слабого прекращается и он пожирается своим более мощным соседом, одним словом, побеждает «сильнейший», который, правда, зарождается случайно. Отметим, что подобные немонотонные процессы роста и подавления характерны лишь для неравновесных процессов в открытых системах.

Возникающие при описанном механизме роста объекты характеризуются определенной фрактальной размерностью D , которая позволяет связать их площадь S (в двумерном случае) или объем V (в трехмерном случае) с размером объекта R при помощи соотношения $S, V \sim R^D$, причем вследствие рыхлого, ветвистого характера объектов $D < 2$ в двумерном и $D < 3$ в трехмерном случаях.

В настоящее время численно найдены фрактальные размерности объектов, возникающих в различных диффузионно-контролируемых процессах роста. Для фрактальной размерности агрегатов, рост которых лимитируется случайным броуновским движением прилипающих к агрегату одиночных частиц, получено значение 1,7 в двумерном и 2,5 — в трехмерном случае. Фрактальные размерности объектов, рост которых контролируется случайным движением слипающихся кластеров частиц, вследствие их более рыхлой структуры, естественно, меньше — 1,44 в двумерном случае и 1,78 — в трехмерном.

Ветвистые структуры, характерные для фрактальных объектов, наблюдаются и при развитии магнитостатических неустойчивостей капель в плоских щелях (рис. 12). Вполне естественно, что их свойства вследствие дальнегодействующего характера магнитных сил должны быть другими, чем в случае, например, пузыря, расширяющегося в плоском слое с вязкой жидкостью.

В настоящее время о свойствах объектов, в росте которых существенную роль играют дальнегодействующие магнитные силы, известно мало. Имеются данные некоторых численных экспериментов, которые показыва-

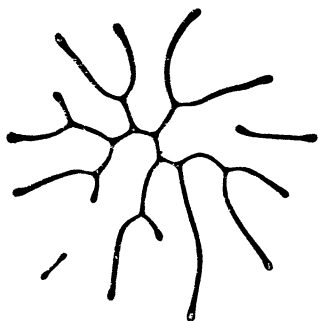


Рис. 12. Разветвленная конфигурация капли магнитной жидкости в плоской щели. Две гантелеобразные фигуры образованы каплями меньшего радиуса

ют, что фрактальные размерности агрегатов, образующихся путем слипания взаимодействующих кластеров магнитных диполей, составляют 1,34, что меньше фрактальной размерности агрегатов (1,78), образуемых в результате слипания случайно движущихся кластеров. Это отражает тенденцию образования магнитными диполями линейных, цепочечных структур. В целом, однако, исследование свойств неупорядоченных объектов, возникающих в диффузионно-контролируемых процессах роста при действии магнитных сил, — дело будущего. Отметим только, что, как показывают результаты численного моделирования в двумерном случае, процессы размножения пальцев путем расщепления и их конкурентного подавления продолжают действовать и в этом случае.

Описанные выше явления показывают, что под действием магнитных сил могут протекать весьма своеобразные процессы формирования структур. Они дают уникальную возможность управления, например, межфазной поверхностью, для которой вполне реально увеличение площади в сотни и более раз. Естественно ожидать, что это может оказаться полезным при интенсификации некоторых процессов переноса.

Магнитная стабилизация

В настоящее время идея использования магнитных сил для управления свойствами среды получила конкретное воплощение в ряде практических приложений.

Весьма перспективным является использование магнитных сил при стабилизации псевдооживленных слоев, образующихся в процессе прокачки газа или другой среды через насыпной порошок. При некоторой критической скорости газа сила трения, действующая на частицы, оказывается больше силы тяжести, и порошок взвешивается.

Вследствие плотной упаковки частиц в порошке действующая на них со стороны обтекающего газа сила трения на несколько порядков превышает силу, которая при данной скорости газа действовала бы на отдельную частицу. Из-за этого при достижении критической скорости взвешивания частицы из слоя не уносятся, и образуется более или менее резкая граница взвешенного порошка со свободным от него пространством. Получаемый слой характеризуется развитой поверхностью контакта частиц с газом, что находит широчайшее применение в различных процессах химической технологии.

Использование преимуществ псевдооживления в значительной мере затрудняется так называемым явлением «байпаса», заключающимся в прохождении газа через взвешенный слой крупными «пузырями». Из-за этого граница псевдооживленного слоя имеет специфичный беспокойный, бурлящий характер. Вследствие «байпаса» уменьшается поверхность контакта газа с частицами, что приводит к снижению степени использования реагентов и, следовательно, эффективности метода.

Используя в качестве дисперсной фазы магнитные частицы, можно устранить отрицательное явление «байпаса» и сделать псевдооживление однородным, приложив к среде однородное магнитное поле. Внешне стабилизирующее действие магнитного поля проявляется в прекращении случайных пульсаций границы псевдооживленного слоя, в результате чего она становится спокойной и гладкой. Физический механизм стабилизации весьма прост. Так как возникновение магнитных неоднородностей в форме полостей требует дополнительной энергии, связанной с искажением действующего поля, то при заданной его напряженности существует диапазон скоростей взвешивающего газа, в котором псевдооживление остается однородным.

Возможность магнитной стабилизации вытекает и из анализа динамики всплывания и расширения газового пузыря в псевдооживленном слое, которая весьма по-

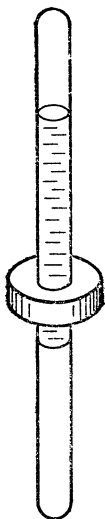


Рис. 13. Стабилизация неустойчивости Рэлея—Тейлора неоднородным магнитным полем кольцевого магнита

добна рассмотренному Дж. Тейлором процессу подъема облака нагретого газа, возникающего при взрыве атомной бомбы. Оценки показывают, что увеличение равновесного радиуса пузыря в магнитном поле может быть весьма значительным и составлять в поле 10^3 Э при объемной доле дисперсной фазы $\varphi=0,5$ и ее магнитной восприимчивости $\kappa=3/4 \pi \varphi$ величину порядка 10 см против 10 мкм, получаемых при реальной скорости взвешивания $v_0=1$ см/с в отсутствие поля. Так как пузыри радиусом меньшим равновесного схлопываются, то приведенная оценка иллюстрирует весьма высокую эффективность магнитной стабилизации.

Существуют и другие неустойчивости, которые могут быть стабилизированы магнитными силами. Так, например, хорошо известная капиллярная неустойчивость цилиндрического столба жидкости относительно распада на круглые капли может быть стабилизирована неоднородным магнитным полем проходящего вдоль его оси проводника с током. Магнитным полем, направленным касательно к границам плоской щели, может быть стабилизирован описанный выше процесс вытеснения из нее газом магнитной жидкости.

Неоднородным магнитным полем может быть стабилизирована известная неустойчивость Рэлея—Тейлора свободной поверхности тяжелой жидкости, расположенной над более легкой. Опишем любопытное устройство для иллюстрации этого явления (рис. 13). Оно весьма просто. На цилиндрическую трубку надет постоянный магнит кольцевой формы. Когда он находится где-то на середине вертикально поставленной трубки, объем магнитной жидкости удерживается в месте расположения постоянного магнита силами давления сжатого газа. При этом, несмотря даже на то, что результирующая магнитная сила, действующая на магнитную жидкость, вследствие ее несимметричного расположения относи-

тельно постоянного магнита направлена, как и сила тяжести, вниз, столбик магнитной жидкости продолжает сохранять свое положение устойчивого равновесия. Это обусловлено тем, что на нижней свободной границе столбика, которая в обычных условиях находилась бы в состоянии неустойчивости, пондеромоторная магнитная сила направлена вертикально вверх, противоположно силе тяжести, и стабилизирует неустойчивость Рэлея—Тейлора.

Рассмотренный круг явлений относится к процессам, при которых материальные элементы магнитной жидкости как сплошной среды находятся в состоянии термодинамического равновесия. Существует, однако, целый ряд гидродинамических явлений, в которых определяющее значение играют неравновесные процессы, в том числе магнитная релаксация. Неравновесность магнитного состояния коллоида, как правило, связана с наличием моментов сил, действующих на частицы и вызывающих их вращение относительно жидкости. Далее обсудим ряд характерных гидродинамических явлений, обусловленных подобными внутренними вращениями в сплошной среде.

4. ВНУТРЕННИЕ ВРАЩЕНИЯ В ГИДРОДИНАМИКЕ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Магнитовязкий эффект

Как уже было сказано выше, установление равновесного значения намагниченности магнитной жидкости происходит за конечное время, определяемое в зависимости от степени жесткости связи магнитного момента с частицей процессами ее вращательного броуновского движения или неелевской релаксации внутри нее. В результате этих процессов устанавливается аксиально симметричное бальцмановское распределение ориентаций магнитных диполей вокруг направления вектора напряженности поля.

При течении жидкости в капилляре вследствие ее прилипания к стенкам образуется неоднородное распределение скорости, максимальное значение которой приходится на ось капилляра. Как легко видеть, находя-

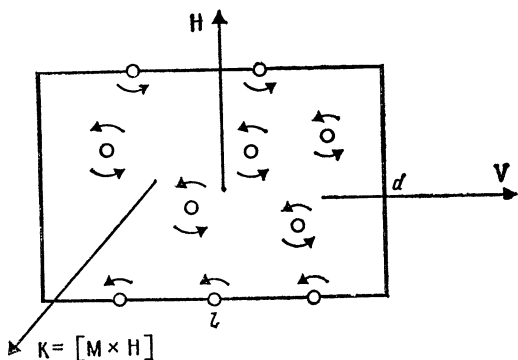


Рис. 14. Генерация объемной силы распределенными парами сил

щаяся в таком поле скоростей твердая частица из-за действия вязких сил трения со стороны жидкости должна вращаться. Это вращение нарушает аксиально-симметричное распределение ориентаций диполей вокруг направления поля, вследствие чего возникает поперечная полю компонента намагниченности.

Так как одновременно с вращением частиц, увлекаемых жидкостью, происходит и релаксация распределения ориентаций диполей, то мера отклонения магнитного состояния от термодинамически равновесного определяется отношением характерного времени релаксации поперечной полю компоненты намагниченности τ_{\perp} к периоду локального вращения материального элемента среды T . При $\tau_{\perp} \ll T$, что обычно наблюдается на практике, возникающая поперечная компонента намагниченности M_{\perp} равна $2\pi\tau_{\perp} M/T$. Так как частота локального вращения жидкости $1/T$ неоднородна по сечению трубки, достигая максимального значения на ее стенках и равного нулю минимального значения на оси капилляра, то неоднородно распределена и намагниченность M_{\perp} .

Наличие поперечной компоненты намагниченности означает существование отличного от нуля среднего момента магнитных сил, действующего на частицы, и вследствие вязкости на всю среду в целом. Появление из-за вращений частиц относительно жидкости неодно-

родно распределенных в пространстве пар сил, как легко видеть, связано с возникновением объемной силы.

Действительно, представим себе некоторый материальный элемент жидкости с сечением в виде прямоугольника со сторонами l и d . В таком случае целиком находящиеся внутри него и вращающиеся относительно жидкости частицы результирующей силы на него не создают. Частицы, находящиеся на границе элемента, действуют на него силой, пропорциональной компоненте пары сил (рис. 14). Таким образом, оказывается, что действующая на материальный элемент результирующая сила пропорциональна разности значений объемного момента $\mathbf{K} = [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]$ на его границах и может быть оценена как $\frac{1}{2} M_{\perp} H l$, где L — размер материального элемента вдоль направления вектора \mathbf{K} . Из сказанного следует, что процессы релаксации, протекающие при течении магнитных коллоидов в поле, связаны с увеличением его эффективной вязкости на величину $\frac{1}{4} \tau_{\perp} M H$.

В предельном случае больших напряженностей поля, когда время магнитной релаксации τ_{\perp} определяется временем поворота диполя в вязкой среде — α/mH , где α — коэффициент вращательного трения, в случае сферической коллоидной частицы с объемом V равный $6V\eta$, увеличение эффективной вязкости магнитной жидкости в поле равняется $\frac{3}{2} \varphi \eta$, где $\varphi = nV$ — доля объема занимаемая коллоидными сферическими частицами.

Существенно отметить, что объемная доля коллоидных частиц вследствие наличия у них оболочки поверхностно-активного вещества значительно больше объемной доли магнитной фазы и может составлять несколько десятков процентов. На величину подобного же порядка в магнитном поле увеличивается и эффективная вязкость. Поскольку это увеличение связано с торможением вращений частиц магнитным полем, его естественно назвать вращательной вязкостью магнитного коллоида.

Отметим, что вклад вращательного механизма сопоставим с увеличением эффективной вязкости суспензии сферических частиц по сравнению с вязкостью чистой несущей среды, $\frac{5}{2} \varphi \eta$, найденного А. Эйнштейном.

Характер насыщения вращательной вязкости с рос-

том напряженности магнитного поля описывается зависимостью:

$$\Delta\eta = \frac{3\varphi\eta}{2} \cdot \frac{\xi L^2}{\xi - L}.$$

На практике, однако, оказывается, что представление о жесткой связи магнитного момента с частицей, в рамках которого получено это соотношение, весьма ограничено. В ряде ситуаций вследствие малых размеров частиц более быстрым оказывается процесс неелевской релаксации магнитных диполей. В этом случае соотношение для $\Delta\eta$ видоизменяется, и вращательная вязкость, помимо напряженности поля, зависит от параметра магнитной анизотропии KV/kT , характеризующего степень связи магнитного момента с частицей. Этим обусловлен более пологий характер насыщения магнитовязкого эффекта коллоидов магнетита по сравнению с коллоидом магнито жестких частиц (кобальт).

Вращающееся поле

Эффекты внутренних вращений в магнитных коллоидах проявляются и в полях переменного направления. Так, во вращающемся поле вследствие конечного времени магнитной релаксации направление намагниченности отстает от направления поля и возникает поддерживающий вращение частиц объемный момент сил, а также, как было упомянуто выше, напряжения, касательные к границам материальных элементов жидкости. При этом жидкость в целом, например в сосуде с закрепленными границами, может покоиться. Это любопытный пример ситуации, когда в покоящейся жидкости имеются касательные напряжения. Они проявляются в виде момента сил, действующего во вращающемся поле на неподвижный сосуд с магнитной жидкостью, в виде вращения немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость.

Так, если в цилиндрическом сосуде с магнитной жидкостью концентрически свободно подвесить цилиндр из немагнитного непроводящего материала, то он начнет вращаться в направлении, противоположном направлению вращения поля. Причина этого следующая.

Частицы, вращающиеся вблизи поверхности свобод-

ного цилиндра, создают касательное усилие, направленное противоположно направлению вращения поля. Стационарное состояние вращения цилиндра против направления вращения поля устанавливается, когда силы вязкого трения компенсируют касательные усилия внутренних вращений. Данное явление иллюстрирует возможность превращения скрытого микровращения частиц в макроскопическое движение среды в целом. Несколько неожиданно оно выглядит с точки зрения системы координат, связанной с вращающимся полем — в постоянном магнитном поле свободный внутренний цилиндр вращается быстрее сосуда (если бы в сосуде находилась обычная вязкая среда, то угловые скорости вращения цилиндров были бы одинаковыми).

Любопытным образом касательные напряжения внутренних вращений проявляются в движении капель магнитной жидкости, лежащих и висящих на горизонтальных поверхностях, которые во вращающемся в вертикальной плоскости поле катятся в противоположных направлениях.

Касательные напряжения внутренних вращений проявляются и в виде момента сил, действующего во вращающемся поле на неподвижный сосуд с магнитной жидкостью. Он в зависимости от частоты вращения поля имеет максимум. Это связано с особенностями динамики магнитных диполей — до тех пор, пока действующий на частицу момент магнитных сил достаточен для ее вращения в вязкой среде с угловой скоростью вращения поля Ω , магнитный момент отстает от направления вектора напряженности поля на постоянный угол φ , который определяется условием баланса моментов сил $\sin \varphi = \alpha \Omega / mH$. В этой области момент сил растет пропорционально частоте. При $\Omega > \Omega_0 = mH/\alpha$ стационарное вращение диполя невозможно, возникает периодический режим его движения относительно поля, и действующий на частицу момент магнитных сил с увеличением частоты падает до нуля. Как показывают результаты численного моделирования, наличие случайного теплового движения диполя не вносит качественных изменений в эту картину. Оно лишь сглаживает максимум и несколько смещает его в направлении больших значений напряженности поля.

Наличие ниспадающего участка частотной зависимости объемного момента и соответственно действующих

в магнитной жидкости касательных напряжений показывает возможность существования в намагничивающихся дисперсных системах состояний, обладающих отрицательной дифференциальной вязкостью. Это вытекает из эквивалентности поведения намагниченности во вращающемся поле и в течении со скоростью, меняющейся по сечению, которая вполне естественна, так как значение имеет лишь относительное вращение среды и поля. Вследствие этого уменьшение с ростом скорости сдвига касательных напряжений внутренних вращений, если их вклад в полные касательные напряжения достаточно велик, обуславливает существование области отрицательной дифференциальной вязкости коллоида. В ней возможно возникновение неоднородных скоростных структур магнитной жидкости.

Помимо этого, в условиях непрерывной подкачки энергии вращающимся полем, вполне вероятно, имеют место еще более интересные явления. Так, возможно перераспределение концентрации магнитных частиц, приводящее к возникновению периодических вихревых структур. Остановимся подробнее на механизме их образования.

Представим себе, что по некоторой случайной причине возникло локальное вращение элемента жидкости в направлении вращения поля. В таком случае отставание направления магнитных моментов частиц от поля для данного элемента жидкости уменьшается, следовательно, уменьшается и их потенциальная энергия в поле. В результате возникает поток частиц в эту область пространства, сопровождающийся понижением энергии системы. Рост локальной концентрации частиц приводит к увеличению момента сил, действующего со стороны поля на элемент жидкости, и как следствие этого — увеличению угловой скорости его вращения в направлении поля. Развитие неустойчивости приводит к образованию периодической структуры локальных скоплений частиц, вращающихся в направлении вращения поля.

Экспериментально неоднородные вихревые структуры наблюдаются в крупнодисперсных ферросuspensionях, времена магнитной релаксации которых достаточно велики. Эти структуры, образуемые в неравновесных условиях при непрерывном подводе энергии, следует отнести к классу диссипативных. Он в настоящее время

интенсивно исследуется с точки зрения изучения закономерностей самоорганизации различных открытых систем.

Магнитная реология

В ряде ситуаций вследствие возможности существования в коллоидах ферромагнетиков анизометричных частиц их реологические свойства в магнитном поле могут быть более сложными, чем описываемые в рамках представления о торможении полем вращений магнитных диполей. Помимо этого механизма, прирост эффективной вязкости в поле суспензии анизометричных ферромагнитных частиц определяется и ориентацией их осей относительно течения, и зависящим от нее возмущением поля скорости обтекающей их жидкости. Вследствие этого увеличение эффективной вязкости течения ферросуспензии эллипсоидальных частиц в плоской щели в поле вдоль направления изменения скорости больше, чем в поле вдоль нее.

Изменение распределения ориентации частиц со скоростью сдвига приводит к зависимости от нее эффективной вязкости суспензии, т. е. проявлению неньютоновских свойств. Так как с ростом скорости сдвига частицы стремятся ориентироваться вдоль вектора скорости, то естественно, что неньютоновское поведение ферросуспензии в поле вдоль направления изменения скорости выражено более резко (рис. 15, кривая 1), чем в поле, направленном вдоль вектора скорости (рис. 15, кривая 2). Это иллюстрируют зависимости эффективной вязкости от скорости сдвига, полученные на основе численных данных по броуновской динамике эллипсоидальных частиц с отношением полуосей 5 (рис. 15). Подобное показанному на рис. 15 реологическое поведение для ряда магнитных коллоидов наблюдается и в эксперименте.

Очень сильные изменения реологических свойств в поле имеют место у крупнодисперсных ферросуспензий. Для описания этих интересных явлений необходимо учитывать процессы образования и разрушения структур ферромагнитных частиц в условиях сдвигового течения. В настоящее время возможность управления магнитным

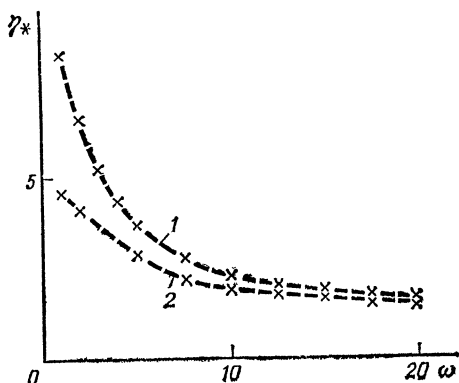


Рис. 15. Анизотропия реологического поведения суспензии эллипсоидальных частиц ферромагнетика в поле (параметр Ланжевена mH/kT равен 2). $\omega = \alpha\gamma/2kT$ — вращательное число Пекле, γ — скорость сдвига, α — коэффициент вращательного трения частиц

полем реологическими характеристиками среды находит применение для создания устройств жидкостной автоматики для роботов.

5. ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Интерес к магнитным жидкостям, естественно, объясняется не только научными причинами. Эти уникальные материалы имеют очень широкие возможности практического использования.

Наибольшее распространение в настоящее время получили магнитожидкостные герметизаторы, подшипники и смазочные узлы. Принципиальная схема цилиндрического уплотняющего узла с магнитной жидкостью показана на рис. 16.

Действие устройства основывается на образовании и удержании кольцевого слоя магнитной жидкости на вращающемся или аксиально перемещающемся валу в зоне сильного магнитного поля, формируемой постоянными магнитами и ферромагнитными концентраторами поля. Продольный перепад удерживаемого давления определяется средней намагниченностью жидкости и напряженностью магнитного поля в межполюсном зазоре. Одна ступень герметизатора способна выдержать перепад давления порядка 0,3—0,5 атм. Для повышения удерживаемого давления герметизаторы делаются многоступенчатыми. При оптимальной геометрии системы

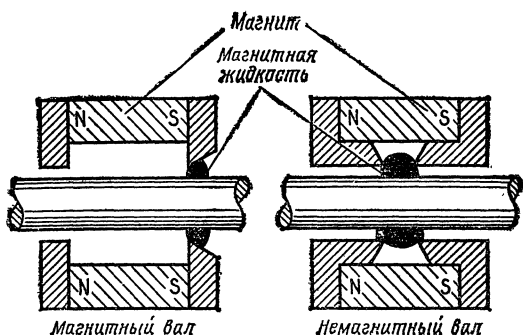


Рис. 16. Схема узла с магнитной жидкостью в качестве уплотнителя

магнитов и магнитопровода удастся обеспечить условия, при которых суммарное удерживающее давление пропорционально количеству ступеней.

Магнитожидкостные герметизаторы имеют ряд важных преимуществ перед известными уплотнительными устройствами. Это прежде всего малый момент трения, самовосстановление уплотняющей способности при прорыве, отсутствие износа (при использовании малоиспаряющихся жидкостей-носителей) и возможность подпитки уплотняющего кольца жидкости без разбора конструкции узла. К недостаткам относятся сравнительно малое удерживаемое давление и невысокая рабочая температура (не выше $100\text{—}130^\circ\text{C}$), а также нагревание жидкости при высоких скоростях вращения вала и трудность герметизации жидкостей в многоступенчатых уплотнителях.

Магнитожидкостные уплотнители широко используются в вакуумной технике применительно к задачам космической техники и полупроводниковой технологии. Американская компания «Ferrofluidic Corporation» сообщает, в частности, о создании установок для выращивания сверхчистых монокристаллов кремния и арсенида галлия. Имеются сведения об успешном применении магнитожидкостных герметизаторов в уплотнении реакторов для биохимической технологии.

Уплотняющие слои магнитных жидкостей могут выполнять одновременно и функции жидких подшипников.

Силы магнитной левитации способствуют удерживанию вращающегося вала в центральном симметричном положении, а также стабилизируют жидкостные системы торцевого подвеса вращающихся или линейно перемещающихся узлов. Использование магнитных жидкостей на основе смазочных масел и специальных поверхностно-активных веществ обеспечивает одновременно эффективную смазку трущихся поверхностей. В технической литературе имеются сведения о создании магнито-жидкостных подшипников самого различного назначения. В частности, оборудование заводов текстильной промышленности шпинделями с магнитной жидкостью существенно понижает уровень шума в производственных помещениях. Компания «Ferrofluidic Corporation» широко рекламирует высококачественные блоки с твердыми дисками памяти для современных вычислительных машин. Имеются сведения об использовании магнито-жидкостных уплотнителей и смазочных узлов в робототехнике, в газовых лазерах, в устройствах с волоконной оптикой и др.

Левитация намагниченных тел в магнитной жидкости используется для создания различных демпферов колебаний, например, инерционных систем стабилизации ротационного движения. Вращающийся вал соединен с замкнутым объемом стабилизатора, в котором благодаря силе магнитной левитации подвешена инерционная масса — цилиндрический постоянный магнит. Зазор между поверхностями корпуса и инерционного тела весьма узок, и магнитная жидкость в нем выполняет функции подшипника и демпфера. В равновесном режиме инерционная масса вращается синхронно с валом. При изменении скорости вращения вала в слое магнитной жидкости за счет инерции подвешенной массы возникает момент трения, направленный на восстановление прежней скорости. Инерционная масса способствует также сглаживанию переходных процессов пуска и остановки двигателя. Аналогичные устройства используются для борьбы с резонансными колебаниями исполнительных механизмов с шаговыми двигателями, в двухкоординатных самописцах и др.

Целый набор положительных эффектов возникает при использовании магнитных жидкостей в электродинамических головках громкоговорителей (рис. 17). Жидкость заполняет магнитный зазор, в котором размеще-

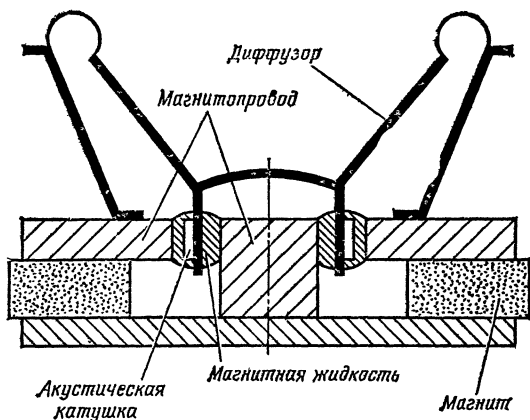


Рис. 17. Головка громкоговорителя с магнитной жидкостью

на катушка акустического элемента. Так как магнитное поле в зазоре достигает индукции $\sim 15\text{--}20$ кГс, жидкость в нем надежно удерживается даже при больших амплитудах колебаний акустического элемента. За счет сил магнитной левитации обеспечивается центровка катушки в зазоре. Кроме того, демпфирующее действие вязкости магнитной жидкости способствует подавлению основного и дополнительных пиков резонанса, а также снижает фазовые искажения сигнала. Это обстоятельство особенно важно в высокочастотных громкоговорителях, в которых затруднена борьба с резонансными явлениями радиотехническими способами. Магнитная жидкость заметно сокращает время релаксации переходных процессов и снижает искажения сигнала при ударном возбуждении. Все это заметно повышает качество воспроизведения звука.

Однако главный положительный эффект, достигаемый погружением катушки акустического элемента в магнитную жидкость, связан с существенным улучшением условий охлаждения катушки. При работе громкоговорителя в катушке выделяется большое количество джоулева тепла. Это тепло передается массивному магнитопроводу динамика посредством теплопроводности через слой среды, заполняющей зазор. Так как ко-

эффицент теплопроводности воздуха весьма низок, катушка сильно нагревается. Коэффициент же теплопроводности магнитной жидкости в 5—7 раз больше, поэтому она заметно снижает тепловое сопротивление зазора, и температура катушки сильно понижается. Следовательно, магнитная жидкость в зазоре позволяет значительно повысить акустическую мощность громкоговорителя без превышения допустимой температуры катушки.

Динамики с магнитожидкостным заполнением акустического зазора выпускают многие ведущие компании мира. Сперва выпускались высокочастотные громкоговорители, в последнее время разработаны широкополосные динамики с магнитной жидкостью для мощных акустических систем автомобильных радиоприемников и магнитофонов. В СССР пионером применения магнитных жидкостей в громкоговорителях среднечастотного диапазона является латвийская фирма «Radiotehnika».

Магнитные жидкости получили широкое применение в различных измерительных устройствах. В них используется магнитная левитация в сочетании с демпфирующей способностью жидкости. Часто детектирование сигнала основано на магнитных свойствах коллоида. Характерным примером является магнитожидкостный акселерометр, принципиальная схема которого показана на рис. 18. Чувствительный элемент прибора представляет собой тонкий цилиндр, в котором свободно плавает инерционная масса — цилиндрический же аксиально намагниченный постоянный магнит. В состоянии покоя или при равномерном движении в направлении оси цилиндра сила магнитной левитации удерживает магнит в центральном симметричном положении. При ускорении инерционная масса смещается в направлении, противоположном вектору ускорения. Это смещение регистрируется приемными катушками датчика. Наиболее удобным является компенсационный способ измерений по величине силы тока в катушках, удерживающего инерционную массу в центральном симметричном положении. Используя три взаимно перпендикулярно ориентированных датчика, можно измерить пространственные координаты вектора ускорения. Отметим, что датчик, изображенный на рис. 18, может быть использован для создания электрического уровнемера, в котором заинтересованы, например, средства морского транспорта,

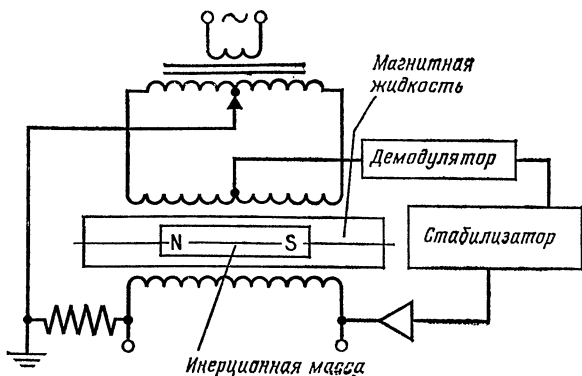


Рис. 18. Схема магнитожидкостного измерителя ускорения

научные лаборатории океанографических исследований для измерения интенсивности волнения моря и др.

В научно-технической литературе описано множество магнитожидкостных устройств для измерения давления, расхода газов и жидкостей, электрического тока, плотности твердых тел, вязкости жидкостей. Созданы приборы неразрушающего контроля качества изделий. Например, путем измерения собственного поля магнитной жидкости, заполняющей пустоты в массивном теле, можно контролировать точность диаметра и геометрического места сверлений в различных деталях. Магнитные жидкости используются также для улучшения акустического контакта между излучателем и деталью в ультразвуковой дефектоскопии. На основе магнитооптических эффектов в коллоидах разработаны методы изучения топографии микронеоднородностей магнитного поля. Достигнута высокая разрешающая способность методов визуализации топографии магнитного поля для анализа качества записи видеосигналов.

Известны многочисленные работы по созданию печатающих устройств с магнитными чернилами. В одних случаях печатание осуществляется управлением траектории струйки магнитной жидкости полем, в других — развитием электростатических неустойчивостей в слое магнитных чернил в импульсном электрическом поле. На рис. 19 показан образец шрифта печатающего уст-

ройства, разработанного японской компанией «Matsushita Electric». Достигнута чрезвычайно высокая скорость печатания и хорошая разрешающая способность шрифта ($\sim 6\text{--}8$ линий на 1 мм). Сообщается о возможности печатания цветных изображений. Реальное применение этой разработки требует решения ряда технологических вопросов, связанных с устойчивостью магнитных чернил в неоднородном магнитном поле.

Известны разработки по применению магнитных жидкостей в технологических целях. Например, созданы магнитожидкостные сепараторы для разделения минералов и вторичного сырья. Действие этих устройств основывается на зависимости давления в магнитной жидкости от напряженности внешнего поля. Повышая градиент намагничивающего поля, можно заставить всплывать в магнитной жидкости включения с плотностью, значительно превышающей плотность жидкости. Широкое применение магнитных сепараторов в промышленности ограничивает стоимость магнитной жидкости, так как пока не удастся обеспечить ее полную регенерацию в технологическом процессе.

Известны и другие предложения технологического использования магнитных жидкостей, например, в нефтеперерабатывающей промышленности, для очистки воды от загрязнений нефтепродуктами.

Существуют практические предложения, основанные на использовании термомагнитной конвекции. Заманчивы термомагнитные системы охлаждения тепловыделяющих элементов, особенно в случаях, когда соответствующий аппарат или устройство имеет источники магнитного поля. В литературе описаны термосифоны, в которых теплоотвод регулируется магнитным полем. Магнитные жидкости могут использоваться для охлаждения силовых электрических кабелей, анодов мощных магнетронов, обмоток статоров электрических машин. Имеются и более смелые идеи, например, по созданию термомагнитных жидкостных систем охлаждения будущих термоядерных реакторов. Однако для их осуществления нужны новые магнитные жидкости с высокими значениями пиромагнитного коэффициента, способные работать при повышенных температурах. Пока в этом направлении достигнуты лишь первые, отнюдь не решающие успехи. По этой причине практически не реализована одна из наиболее интересных идей, выдвинутая на заре

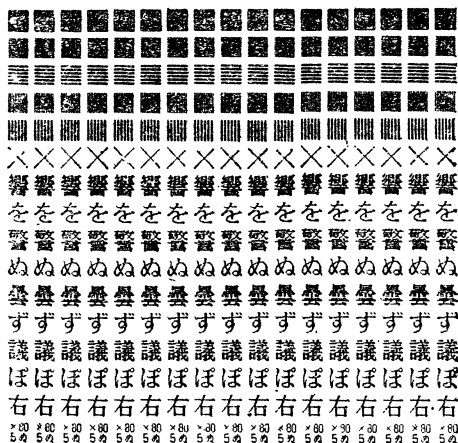


Рис. 19. Образец шрифта печатающего устройства, использующего магнитные чернила

развития феррогидродинамики, — создание компактных и простых термомагнитных генераторов электроэнергии.

Если говорить о перспективных работах, следует упомянуть и заманчивые предложения применить магнитные жидкости в медицине. Уже двадцать лет тому назад американский нейрохирург Дж. Алксне предложил использовать магнитные суспензии для тромбирования артериальных аневризм головного мозга. Сущность предложения состоит в том, что суспензия, содержащая связующие компоненты, удерживается в аневризме внешним магнитным полем до образования устойчивого тромба и полимеризации связующего вещества. Это уменьшает вероятность тромбирования кровеносных сосудов, вызванного уносом суспензии из аневризмы в начальной стадии лечения. Метод внедрен в клиническую практику.

В Институте медицинской радиологии АМН СССР разработано и апробировано магнитное рентгеноконтрастное вещество для диагностики заболеваний органов пищеварительного тракта. Возможность управления местоположением этого препарата внешним магнитным полем позволяет обследовать труднодоступные места кишечника, равно как дает возможность провести динамические исследования подвижности внутренних органов, что важно, в частности, в диагностике раковых заболеваний.

Примерно десять лет тому назад возникла идея магнитного транспорта лекарственных препаратов. Во многих лабораториях созданы магнитные жидкости на базе лечебных препаратов, доказана возможность их магнитной локализации в организме. Созданы также магнитные микроносители — полимерные микросферы и микрокапсулы, липосомы, в которых включены лекарственные препараты. Имеются также сведения о придании магнитных свойств природным клеткам (магнитные лимфоциты и тени эритроцитов), которые могут быть использованы для направленного транспорта лекарств. Получены положительные результаты в локализации противораковых, сосудорасширяющих и тромбораспавляющих препаратов. В экспериментах *in vivo* продемонстрирована возможность магнитной локализации парализующего действия курареподобных препаратов. Указанные исследования, однако, еще не завершены, до клинического применения магнитного транспорта лекарств еще долгий путь обширных и всесторонних медицинских исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подходя к концу очерка о магнитных жидкостях, можно задать вопрос — обогатило ли изучение этих сред фундаментальную науку? Кажется бы — хорошо понят магнетизм, огромные знания накоплены в гидродинамике, так что правомерно ли вообще ожидать чего-либо необычного от магнитных жидкостей? Мы думаем, что правомерно, а опыт работы подтверждает это.

Необычность магнитных жидкостей заключается в самом сочетании столь далеких свойств, как текучесть и магнетизм. Вследствие этого в магнитных жидкостях ярко раскрываются различные эффекты действия ponderomotorных сил поля, которые обычно трудно наблюдаемы и, помимо прочего, по аналогии между электрическими и магнитными явлениями представляют интерес, например, для физики и гидродинамики поляризующихся жидкостей. Иллюстраций этого достаточно.

Так, несмотря на то что свойства диэлектрических жидкостей изучены давно, найти условия образования ими запутанных лабиринтных структур удалось лишь после их наблюдения у магнитных жидкостей.

Представление о проявлении вращений частиц через увеличение вязкости магнитных жидкостей в поле (так называемый магнитовязкий эффект) позволило распутать клубок противоречий в описании механизма диэлектрического трения при движении иона в полярной жидкости, который еще в 20-х гг. рассматривал М. Борн. Этому вопросу была посвящена и одна из последних работ выдающегося физика нашего столетия Л. Онсагера. К сказанному добавим, что в магнитных жидкостях весьма необычно проявляются гидродинамические эффекты внутренних вращений, которые изучает специальный раздел гидродинамики — асимметричная гидродинамика, или, образно говоря словами Я. И. Френкеля, — «гидродинамика со спином». Она начинает привлекать все большее внимание в связи с изучением жидких кристаллов, экзотических сред типа сверхтекучего ^3He и др.

Своеобразны и структурные превращения магнитных коллоидов. Так как уже при комнатных температурах энергия магнитного взаимодействия коллоидных частиц сравнима с тепловой, то возможно фазовое расслоение коллоида под действием магнитодипольных сил, особенно в присутствии поля. Возникает своеобразный тип конденсации, при которой дальное действие магнитных сил приводит к упорядочению зародышей конденсированной фазы в периодическую структуру. Образующиеся концентрационные доменные структуры весьма разнообразны. Например, в плоских щелях возникают многослойные структуры с шахматным упорядочением конденсированной фазы, периодические системы ее струн. Изучение индуцированных полем концентрационных структур как доменных структур нового типа представляет фундаментальный интерес.

В результате фазового расслоения магнитного коллоида могут возникать магнитоупорядоченные состояния, обусловленные магнитодипольным взаимодействием, которые в обычных магнитных системах, например системах ядерных спинов, наблюдаются лишь при низких температурах. Это позволяет создавать жидкие среды со сверхсильными магнитными свойствами.

Процессы формирования структур магнитных жидкостей вообще очень интересны. Усиление случайных флуктуаций в результате различных магнитных неустойчивостей на нелинейной стадии приводит к образованию

широкого спектра форм. В определенных ситуациях возникают ветвистые структуры, характерные для фрактальных объектов, образующихся при различных диффузионно-контролируемых процессах (агрегация коллоидов, динамика фронта кристаллизации в условиях температурного или концентрационного переохлаждения). Эти явления представляют интерес с точки зрения изучения закономерностей самоорганизации в условиях действия электромагнитных сил. Есть основания считать, что они проявляются и в двумерных поляризованных системах (монослоях амфифилов), близких по строению к биологическим мембранам.

Таким образом, представляется, что физика магнитных жидкостей, несмотря на то что она находится на стыке таких классических и развитых наук, как физика магнитных явлений, гидродинамика, коллоидная химия, или, вернее, именно благодаря этому, весьма богата и необычна. Это позволяет надеяться, что усилия, направленные на их изучение, помимо практической пользы, которую они приносят для использования магнитных жидкостей в различных сферах приложений, не напрасны и для развития фундаментальной науки.

ЛИТЕРАТУРА

Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. — М.: ИВТ АН СССР, 1985. — 188 с.

Бибик Е. Е., Бузунов О. В. Достижения в области получения и применения магнитных жидкостей. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1979. — 60 с.

Блум З. Я., Михайлов Ю. А., Озолс Р. Я. Тепло- и массообмен в магнитном поле. — Рига: Зинатне, 1980. — 355 с.

Гогосов В. В., Налетова В. А., Шапошникова Т. А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей. — В кн.: Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. — Т. 16. — М.: ВИНТИ, 1981. — С. 76—208.

Шлиомис М. И. Магнитные жидкости. — УФН, 1974. — Т. 112. — Вып. 3. — С. 427—458.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Магнитные свойства	5
2. Фазовые диаграммы магнитных коллоидов и их концентрационные структуры	13
3. Гидродинамика магнитных жидкостей	28
4. Внутренние вращения в гидродинамике магнитных коллоидов	45
5. Применение магнитных жидкостей ,	52
Заключение ,	60
Литература ,	63

Эльмар Янович БЛУМ
Андрей Освальдович ЦЕБЕРС

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ

Гл. отраслевой редактор *Л. А. Ерлыкин*
Редактор *К. А. Кутузова*
Мл. редактор *Л. Л. Нестеренко*
Обложка художника *А. А. Смирнова*
Худож. редактор *П. Л. Храмцов*
Техн. редактор *О. А. Найденова*
Корректор *Л. В. Иванова*

ИБ № 9833

Сдано в набор 17.01.89. Подписано к печати 21.03.89. Т-01385. Формат бумаги 84×108¹/₃₂. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 3,36. Усл. кр.-отг. 3,57. Уч.-изд. л. 3,24. Тираж 28 774 экз. Заказ 107. Цена 15 коп. Издательство «Знание». 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Индекс заказа 894004.

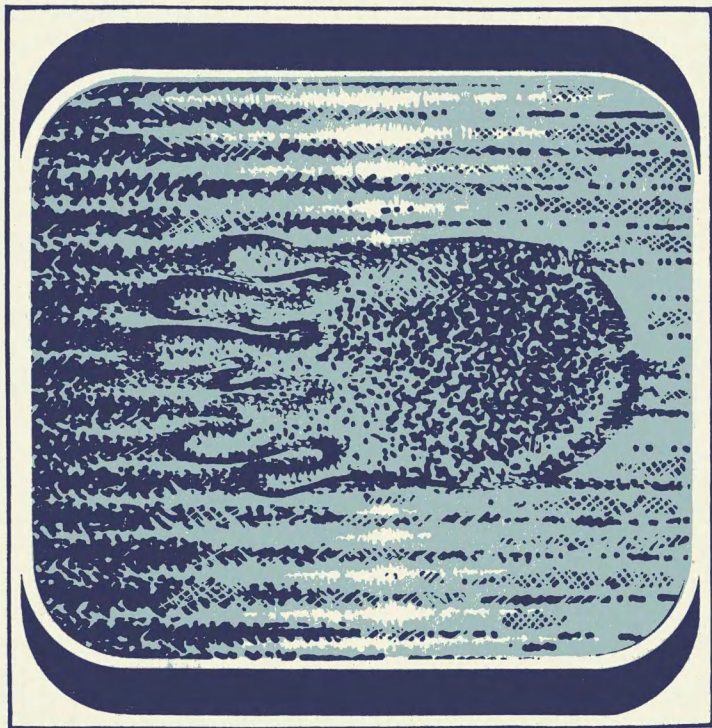
Типография Всесоюзного общества «Знание», Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.

ДОРОГОЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Брошюры этой серии в розничную продажу не поступают, поэтому своевременно оформляйте подписку. Подписка на брошюры издательства „Знание“ ежеквартальная, принимается в любом отделении „Союзпечати“.

Напоминаем Вам, что сведения о подписке Вы можете найти в „Каталоге советских газет и журналов“ в разделе „Центральные журналы“, рубрика „Брошюры издательства „Знание“.

Цена подписки на год 1р. 80к.



СЕРИЯ
ФИЗИКА