

537.612 2+538.22

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ**В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	47
2. Феноменологическое описание доменных структур	49
3. Термодинамически устойчивая доменная структура как промежуточное состояние магнетика	53
4. Фазовые диаграммы магнетиков. Правила фаз	55
5. Структура промежуточного состояния	57
6. Термодинамическая устойчивость доменных структур	61
7. Равновесные геометрические параметры модельных доменных структур. Полосовые и цилиндрические домены в пластинах	66
8. Резонансные свойства магнетика с доменной структурой	70
9. Доменная структура в ромбических ферромагнетиках	72
10. Доменная структура ромбических антиферромагнетиков в области спин-фlop-перехода	77
11. Доменная структура ортоферритов в области спонтанных фазовых переходов	80
12. Эволюция доменных границ в области спин-переориентационных переходов	84
13. Заключение	87
Список литературы	89

1. ВВЕДЕНИЕ

Долгое время предметом изучения в физике магнитных доменов были доменные структуры в ферромагнетиках. Термодинамическая выгодность образования таких доменных структур обоснована в работе ¹. Согласно ¹ в ферромагнетике конечных размеров разбиение на области с различными направлениями магнитного момента \mathbf{M} (домены) понижает энергию магнитных полей, создаваемых телом. К середине 60-х годов экспериментальные исследования, а также теоретические работы, развивающие и конкретизирующие идеи ¹, в основном завершили формирование методов и представлений традиционной физики магнитных доменов. Достижения этого периода отражены в монографиях ²⁻⁴, сборниках ^{5, 6}, обзорах ^{7, 8}.

За последние два десятилетия фундаментальные исследования магнитных доменов испытали бурное возрождение и продолжают развиваться нарастающими темпами. В первую очередь такое положение дел диктуется потребностями техники и прикладной науки. Появление в середине 60-х годов высококачественных эпитаксиальных магнитных пленок открыло широкую перспективу разработок на основе магнитных доменов, реализующихся в таких пленках, принципиально новых технических устройств. Наиболее обещающей (и уже нашедшей практическое воплощение) представляется разработка новых средств записи и хранения информации на основе пленок с цилиндрическими магнитными доменами ⁹⁻¹¹. Естественно, что конструирование таких устройств возможно лишь на основе глубоких знаний о свойствах доменных структур в эпитаксиальных пленках.

Другим фактором, стимулирующим интерес к физике доменов, является открытие в магнитоупорядоченных кристаллах различных типов доменных структур, многие свойства которых не укладывались в рамки традиционных представлений. Здесь в первую очередь следует назвать домены, обнаруженные при индуцированных внешним магнитным полем \mathbf{H} фазовых переходах I рода (ФП). В^{12, 13} на примере спин-флоп перехода в легкоосном антиферромагнетике было теоретически обосновано образование термодинамически устойчивой доменной структуры при индуцированных внешним полем спин-переориентационных ФП. По аналогии со сверхпроводником^{14–16} такие доменные структуры были названы промежуточным состоянием (ПС) магнетика. Впервые ПС при спин-флоп-переходе наблюдалось в^{17–21}. Работы^{12, 13, 17–21} стимулировали теоретические и экспериментальные исследования ПС при различных ФП^{22–63, 131–135}.

Также были обнаружены домены в различных многоподрешеточных магнетиках, находящихся в неколлинеарных фазах. Такие домены наблюдались в ферритах (так называемые высокополевые домены)^{64–67}, в ортоферритах в области спонтанной плавной спиновой переориентации^{68–71}. Подобные домены могут существовать в антиферромагнетиках при индуцированной внешним полем плавной спиновой переориентации^{20, 72}. В^{73, 74} в многоосных магнетиках наблюдались доменные структуры, названные авторами «мультиплетными». Наконец, теоретически и экспериментально исследовались доменные структуры вблизи фазовых переходов II рода (ФПП)^{75–80}.

Для перечисленных типов доменных структур^{64–80} характерны свойства, которые на первый взгляд сильно отличаются друг от друга, а также от доменов размагниченного ферромагнетика. Постепенно складывалось мнение об «особой» природе таких доменных структур, а их свойства нередко противопоставлялись «обычным», вейссовским, доменам. Поэтому к настоящему времени исследования каждого из перечисленных выше типов доменных структур проводились практически независимо от остальных. В этой связи возникает два вопроса:

1. Какие физические причины приводят к целесообразности образования различных типов доменов?
2. Можно ли найти общие закономерности образования доменных структур в магнетиках?

Проведенный в^{81, 82} анализ условий реализации термодинамически устойчивых доменных структур дает следующие ответы на поставленные вопросы:

1. Термодинамическая устойчивость любой доменной структуры в магнитоупорядоченном теле обусловлена, как и в ферромагнетике, понижением энергии магнитных полей, создаваемых этим магнетиком.
2. Равновесные состояния, реализующиеся в отдельных доменах, представляют собой сосуществующие фазы индуцированного внешним полем ФПП. Более того, удастся доказать, что наличие в магнетике индуцированного внешним магнитным полем ФП является необходимым условием образования всех термодинамически устойчивых доменных структур.

В этой связи напомним, что в одноосном ферромагнетике в поле $\mathbf{H} = 0$ имеет место ФП между состояниями с \mathbf{M}_1 , параллельным оси легкого намагничивания, и $\mathbf{M}_2 = -\mathbf{M}_1$, которые и образуют доменную структуру⁸³. В ферромагнетике более высокой симметрии вырожденные состояния, образующие многофазную доменную структуру, также представляют собой конкурирующие фазы происходящего в поле $\mathbf{H} = 0$ ФП (подробнее об этом см. ниже).

Из вышесказанного следует, что между перечисленными типами доменных структур и «обычными» доменами ферромагнетика нет принципиального различия ни в условиях, ведущих к их реализации, ни в причинах, обуславливающих их термодинамическую устойчивость. Различие в физических свойствах таких доменных структур связано только с характером индуцирован-

ного внешним полем ФП, соответствующих ему равновесных состояний и типом зависимости этих величин от внешних параметров. Физическая общность всех термодинамически устойчивых доменных структур позволяет развить теорию, в которой исследуются общие закономерности поведения магнетика с доменной структурой без конкретизации типа ФП, с которым связано ее образование. Такой подход позволяет рассматривать физику доменных структур как один из разделов термодинамики, вывести условия существования доменов с различным числом фаз, исследовать структуру области существования ПС, сформулировать аналог правила фаз Гиббса для магнетика с доменной структурой.

Систематическому изложению принципов и методов физики магнитных доменов и посвящен данный обзор. Общие положения теории богато иллюстрированы экспериментальными результатами. Подробно проведен анализ свойств доменных структур и дана интерпретация многочисленным экспериментальным результатам в области наиболее изученных спин-переориентационных переходов: при спин-флоп-переходе в легкоосных антиферромагнетиках и при спонтанных переходах в ортоферритах.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

В рамках развитой в ¹ феноменологической теории (позднее ее назвали микромагнетизмом; см. ⁴) задача определения равновесных спиновых конфигураций в магнетике с доменной структурой сводится к решению уравнений, задающих минимум неравновесного термодинамического потенциала

$$F = \int \Phi dV = \int \left[\Phi \left(\mathbf{M}(\mathbf{r}), L_v(\mathbf{r}), \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial L_v}{\partial x_i} \right) - \mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{H} - \frac{1}{2} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_M(\mathbf{r}) \right] \quad (2.1)$$

совместно с уравнениями магнитостатики

$$\text{rot } \mathbf{H}_M = 0, \quad \text{div } \mathbf{H}_M = 4\pi\rho_M, \quad \rho_M = -\text{div } \mathbf{M}, \quad (2.2)$$

где \mathbf{M} — суммарная намагниченность, L_v — величины прочих внутренних параметров магнетика, например, компоненты векторов антиферромагнетизма — определенных линейных комбинаций векторов намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_α , $\mathbf{H}_M(\mathbf{r})$ — магнитостатическое поле, создаваемое магнитостатическими зарядами ρ_M , Φ представляет собой часть внутренней энергии, связанной с короткодействующими взаимодействиями в магнетике (обменными, анизотропными, взаимодействием Дзялошинского и др.).

В общем виде такая задача приводит к системе интегродифференциальных уравнений. «Сверхзадачей» микромагнетизма является получение решений этих уравнений в виде некоторых неоднородных распределений $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, $L_v(\mathbf{r})$. Такая программа далека от выполнения в силу сложности возникающих уравнений.

Однако в наблюдаемых экспериментально доменных структурах практически всегда распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ и $L_v(\mathbf{r})$ представляет собой чередующиеся достаточно большие области однородных распределений $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ и $L_v(\mathbf{r})$ — собственно домены, разделенные узкими переходными областями с существенно неоднородным распределением внутренних параметров — доменными границами. Таким образом, характерные толщины доменных границ x_0 оказываются существенно меньшими, чем характерные размеры доменов D . При этом, если образец не является аномально малым (точный критерий будет сформулирован в п. 13), то x_0 , D и его характерный размер L удовлетворяют неравенству

$$x_0 \ll D \ll L. \quad (2.3)$$

Такая иерархия размеров дает возможность существенно упростить решение задач микромагнетизма.

Неравенство $x_0 \ll D$ позволило в ¹ развить «приближение тонкой стенки», лежащее в основе большинства современных методов расчета равновесной доменной структуры: при расчете характеристических параметров доменных границ размеры доменов полагаются бесконечными, а при расчете равновесных параметров доменной структуры считается, что доменные границы являются бесконечно тонкими и характеризуются интегральным параметром — плотностью поверхностной энергии.

В число равновесных параметров доменной структуры, с одной стороны, входят параметры, характеризующие внутренние состояния магнетика в отдельных доменах $\mathbf{M}^{(k)}$, $L_{\chi}^{(k)}$ (k — нумерует домены с различными внутренними состояниями), с другой — геометрические параметры, задающие форму, размеры доменов. Внутренние состояния магнетика в доменах $\mathbf{M}^{(k)}$, $L_{\chi}^{(k)}$ определяются величинами обменных, анизотропных взаимодействий, величиной взаимодействия Дзялошинского и др., а также величиной внутреннего поля

$$\mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}) = \mathbf{H} + \mathbf{H}_M(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

Физическую природу образования доменной структуры, а также основные ее свойства проще всего исследовать как теоретически, так и экспериментально в условиях, когда в доменах реализуются однородные состояния. Очевидно, что однородность внутренних состояний в доменах подразумевает однородность внутреннего поля $\mathbf{H}^{(i)}$ в них. Достичь такой однородности внутреннего поля в образцах с доменной структурой, естественно, невозможно из-за неоднородности магнитостатического поля $\mathbf{H}_M(\mathbf{r})$. Это поле создается магнитостатическими зарядами ρ_M (2.2), которые могут находиться на поверхности образца, либо в его объеме.

Рассмотрим сначала поле, создаваемое поверхностными зарядами. Его однородность в основном объеме образца может быть достигнута, если образец имеет эллипсоидальную форму, а реализующаяся доменная структура носит регулярный характер. Под регулярной доменной структурой будем понимать ^{81, 82} такую структуру, для которой намагниченность $\langle \mathbf{M}(\mathbf{r}) \rangle$, усредненная по размерам x , таким, что $L \gg x \gg D$, однородна по образцу. Разумеется, понятие регулярной доменной структуры может быть введено только при условии выполнения неравенства (2.3) и не предполагает строгой периодичности в распределении $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. В этом случае в основном объеме образца магнитостатическое поле будет однородно и равно

$$\mathbf{H}_M = -4\pi \hat{N} \langle \mathbf{M} \rangle, \quad (2.5)$$

где \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов, а неоднородность \mathbf{H}_M имеет место только в слое толщиной порядка D вблизи поверхности образца.

Если состояние доменов однородно, то внутриобъемные магнитостатические заряды могут быть сосредоточены только на доменных границах. Разумеется, добиться полного уничтожения ρ_M в доменных границах, вообще говоря, невозможно (примером являются неелевские доменные границы в ферромагнетиках ⁸⁴), однако к повышению объемной части магнитостатической энергии приводят только такие распределения $\rho_M(\mathbf{r})$, которые обуславливают наличие нескомпенсированного магнитостатического заряда на доменной границе, связанного со скачком нормальной к доменной границе составляющей вектора намагниченности

$$m_n = M_n^{(k)} - M_n^{(k')}; \quad (2.6)$$

$\mathbf{M}^{(k)}$, $\mathbf{M}^{(k')}$ — равновесные намагниченности в соседних доменах. Таким образом, требование минимальности термодинамического потенциала приводит к условию

$$m_n = 0. \quad (2.7)$$

Из сказанного следует, что в образце эллипсоидальной формы регулярная доменная структура является энергетически выгодной, поскольку ее образование исключает появление в основном объеме образца дополнительного магнитостатического поля $\delta \mathbf{H}_M$ и связанного с ним повышения энергии

$$\Delta E \sim \frac{(\delta \mathbf{H}_M)^2}{8\pi} V,$$

где V — объем образца.

Условие (2.7) совместно с (2.5) означает, что в образце с регулярной доменной структурой в основном объеме внутреннее поле $\mathbf{H}^{(i)}$ однородно и равно

$$\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H} - 4\pi \hat{N} \langle \mathbf{M} \rangle. \quad (2.8)$$

Заметим, что соотношению (2.7) удовлетворяет доменная граница, представляющая собой произвольную цилиндрическую поверхность, образующая которой параллельна вектору ^{81, 82}

$$\mathbf{m}_{kk'} = \frac{1}{2} (\mathbf{M}^{(k)} - \mathbf{M}^{(k')}). \quad (2.9)$$

По перечисленным выше причинам везде в дальнейшем мы будем рассматривать доменную структуру только в эллипсоидальных образцах, в том числе в предельных формах эллипсоида — плоскопараллельных пластинах и вытянутых цилиндрах. Условия реализации доменной структуры в образцах неэллипсоидальной формы обсуждаются в разделе 13.

Таким образом в эллипсоидальном магнетике с регулярной доменной структурой в силу условий (2.3), (2.8) основной вклад в полную энергию (2.1) (пропорциональный его объему) вносят только члены, связанные с однородными взаимодействиями:

$$\Phi = \sum_{k=1}^n \xi_k \Phi(\mathbf{M}^{(k)}, L_v^{(k)}, 0, 0) - \langle \mathbf{M} \rangle \mathbf{H} + 2\pi \langle \mathbf{M} \rangle \hat{N} \langle \mathbf{M} \rangle, \quad (2.10)$$

$$\langle \mathbf{M} \rangle = \sum_{k=1}^n \xi_k \mathbf{M}^{(k)}, \quad \sum_{k=1}^n \xi_k = 1, \quad (2.11)$$

где n — число различных типов доменов, (n -фазная доменная структура); ξ_k — объемная доля k -го типа доменов. Что же касается энергии, связанной с неоднородностями (неоднородной частью магнитостатической энергии $\Delta \Phi_{MC}$ и энергией доменных границ $\Phi_{дг}$), то она значительно меньше по сравнению с объемными членами энергии (2.10), ее вклад в энергию (2.1) пропорционален V^α ($\alpha < 1$, например, $\alpha = 1/2$ для полосовой структуры в плоскопараллельной пластине, $\alpha = 2/3$ при ветвлении доменов у поверхности), поэтому ею можно пренебречь в главном приближении по параметру D/L . В пределе $V \rightarrow \infty$, относительный вклад $\Delta \Phi_{MC}/\Phi_{дг} \sim V^\alpha/V$ стремится к нулю. Можно сказать, что в главном приближении по D/L энергия эллипсоида с регулярной доменной структурой не зависит от доменной «микроструктуры» (распределения намагниченности в доменных границах, формы и размеров доменов), поэтому в ^{81, 82} такое приближение было названо *термодинамическим*.

Из сказанного выше следует важный вывод. В магнетике с регулярной доменной структурой можно выделить три характеризующих ее группы параметров, формирование каждой из которых связано с различными по отношению к степени D/L вкладами в энергию. По иерархии они располагаются следующим образом: 1) структура доменных границ; 2) форма и размеры доменов; 3) внутренние состояния доменов $\mathbf{M}^{(k)}$, $L_v^{(k)}$. Соответственно этому задача микромагнетизма для регулярных доменных структур сводится к решению трех во многом независимых задач.

1) Теория доменных границ рассматривает наименьший масштаб в магнетике с доменами — неоднородные состояния в переходных областях. Здесь для уединенных доменных границ рассчитываются структура, толщина, энергия и их зависимость от внешних параметров. Это наиболее развитый раздел теории доменных структур. Многочисленные результаты, полученные в этой области, отражены в монографиях^{84, 85}, а полная симметричная классификация доменных границ в магнетиках разработана в^{124, 125}.

2) Расчет равновесных геометрических параметров модельных доменных структур. Сюда относятся задачи, в которых для магнетиков заданной формы моделируются определенные доменные конфигурации и в приближении «тонкой стенки» минимизацией энергии по их геометрическим параметрам определяются равновесные значения этих величин. Определяющую роль в формировании равновесных геометрических параметров доменов наряду

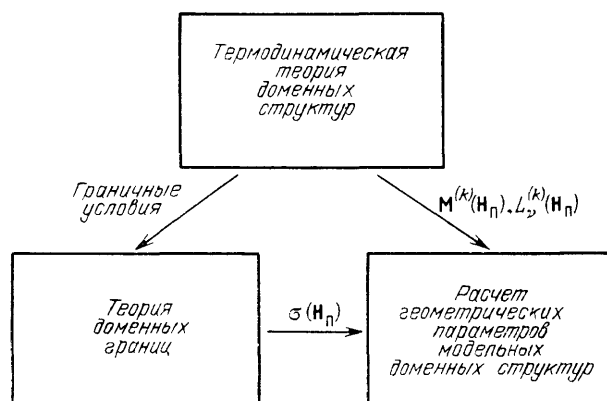


Рис. 1. Основные разделы теории доменных структур и взаимосвязь между ними

с энергией доменных границ играет неоднородная часть магнитостатической энергии $\Delta\Phi_{\text{мс}}$. Поэтому при решении этой группы задач центральным является расчет магнитостатической энергии для модельных доменных структур. К настоящему времени такие задачи решались в основном для ферромагнитных пластин с полосовыми и цилиндрическими доменами^{9–11, 86–89}. Проведен также расчет равновесных геометрических параметров для доменных структур при некоторых спин-переориентационных переходах^{12, 13, 22–25, 35, 90, 91}.

3) Термодинамическая теория является макроскопической теорией магнитных доменов и исследует поведение доменной структуры безотносительно к форме и размерам доменов. В рамках данного приближения удается определить равновесные значения внутренних состояний в доменах $\mathbf{M}^{(k)}$, $\mathbf{L}_v^{(k)}$ и их зависимость от внешних параметров, намагниченность образца, разбитого на домены, область существования доменной структуры и ряд других величин.

Видимо, впервые такое приближение было использовано в^{14, 15} при феноменологическом описании ПС сверхпроводника. Позднее аналогичные по смыслу приближения неоднократно использовались для решения различных задач как для ферромагнитных доменов^{92–94, 127–130}, так и для других доменных структур^{30, 35, 95}. Однако до последнего времени применение термодинамического приближения не выходило за рамки решения частных задач, а круг задач в традиционной теории магнитных доменов ограничивался простейшими моделями.

Для изучаемых в настоящее время в экспериментальной и прикладной физике доменных структур (и в первую очередь для доменов в области спин-переориентационных переходов) вопрос о величинах внутренних параметров в доменах и их зависимости от внешних параметров является одним из основных. Поэтому термодинамическое приближение, в рамках которого

решается эта проблема, становится основой теоретического анализа доменных структур. Полученные в термодинамическом приближении значения $\mathbf{M}^{(k)}, L_v^{(k)}$ при расчете характеристических параметров уединенных доменных границ играют роль граничных условий, а при определении равновесных значений геометрических параметров модельных доменных структур наряду с $\Phi_{\text{дг}}$ являются параметрами теории. На рис. 1 представлены величины, определяемые в каждой из перечисленных выше трех групп задач теории магнитных доменов, а также схематически отражена взаимосвязь между ними.

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА КАК ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ МАГНЕТИКА

Итак, в термодинамическом приближении неравновесный потенциал (2.1) магнетика с регулярной n -фазной доменной структурой имеет вид (2.10). Минимизируя потенциал

$$\Phi_\lambda = \Phi - \lambda V \left(\sum_{k=1}^n \xi_k - 1 \right), \quad (3.1)$$

где λ — неопределенный множитель Лагранжа, по $\mathbf{M}^{(k)}, L_v^{(k)}, \xi_k$ получаем систему уравнений, определяющих равновесные значения этих параметров:

$$\xi_k \frac{\partial \Phi_k}{\partial L_v^{(k)}} = 0, \quad \xi_k \left(\frac{\partial \Phi_k}{\partial \mathbf{M}_k} - \mathbf{H}^{(i)} \right) = 0, \quad (3.2)$$

$$\varphi_k^0(\mathbf{H}^{(i)}) \equiv \varphi_k - \mathbf{M} \mathbf{H}^{(i)} = \lambda \equiv \varphi_0 \quad (k = 1, 2, \dots, n), \quad (3.3)$$

где \mathbf{H} задается соотношением (2.8), а $\varphi_k \equiv \varphi(\mathbf{M}, L_v^{(k)}, 0, 0)$.

Из соотношений (3.2), (3.3) следует, что необходимым условием существования термодинамически равновесной регулярной доменной структуры из n фаз является энергетическое вырождение их термодинамических потенциалов $\varphi_k^0(\mathbf{H}^{(i)})$, соответствующих равновесным состояниям (см. (3.2)) во внутреннем поле $\mathbf{H}^{(i)}$. Подчеркнем, что в системе уравнений (3.2), (3.3) внутреннее магнитное поле $\mathbf{H}^{(i)}$ играет роль заданного внешнего параметра. Это связано с тем, что именно $\mathbf{H}^{(i)}$ действует на магнитные моменты атомов, находящихся внутри образца.

Таким образом, задача определения возможных фаз, из которых состоит доменная структура, фактически сводится к минимизации неравновесного термодинамического потенциала однородной системы, находящейся в заданном поле $\mathbf{H}^{(i)}$:

$$\Phi_0 = \varphi(\mathbf{M}, L_v, 0, 0) - \mathbf{H}^{(i)} \mathbf{M} \quad (3.4)$$

по параметрам \mathbf{M} и L_v и определения области изменения внутреннего поля $\mathbf{H}^{(i)}$, в которой имеет место вырождение энергии равновесных однородных состояний φ_k^0 (3.3).

Вырождение энергии основного состояния может быть обусловлено симметрией магнетика (1) либо является случайным (2).

1) Такое вырождение энергии в магнетике возникает при спонтанном нарушении симметрии. Если пространственная группа низкосимметричного состояния является подгруппой индекса n по отношению к группе симметричного состояния, то симметричное состояние может перейти в низкосимметричное n способами. При этом в магнетике может реализоваться n различных состояний (фаз), в каждое из которых переход осуществляется одним из n способов. Эти n состояний преобразуются друг в друга теми операциями симметрии, которые кристалл утрачивает при переходе в низкосимметричное состояние.

Как известно, к фазовым переходам, происходящим с понижением симметрии, относится, например, переход ферромагнетика в упорядоченное

состояние⁸³. Кроме того, к таким фазовым переходам относятся переходы в угловые фазы или в область плавной спиновой переориентации⁹⁷. В этом случае в определенном диапазоне изменения внешних параметров происходит непрерывная перестройка спиновых конфигураций от одного симметричного состояния к другому.

Покажем, что если при переходе в низкосимметричное состояние реализуются спиновые конфигурации с различными значениями вектора \mathbf{M} , то их образование можно связать с наличием в системе индуцированного внешним полем ФП^{81, 82}. Очевидно, что энергетическая эквивалентность состояний с различными значениями вектора \mathbf{M} возможна, лишь если магнитное поле \mathbf{H} отсутствует, либо направлено вдоль выделенных кристаллографических направлений. Отклонение \mathbf{H} от этих симметричных направлений приводит к снятию энергетического вырождения: то из направлений \mathbf{M} , которое составляет с \mathbf{H} меньший угол, становится энергетически более выгодным. Следовательно, можно считать, что магнитное поле в этом случае индуцирует ФП. Например, в легкоосном ферромагнетике в отсутствие магнитного поля реализуются два состояния: $\mathbf{M}_1 \parallel Oz$ (Oz — ось легкого намагничивания) и $\mathbf{M}_2 = -\mathbf{M}_1$. Магнитное поле $\mathbf{H}^{(1)} \parallel Oz$ снимает это вырождение, т. е. в поле $\mathbf{H}^{(1)} = 0$ имеет место ФП между фазами с \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Нетривиальность ситуации здесь заключается в том, что магнитное поле \mathbf{H} является векторным внешним параметром. На фазовой диаграмме, содержащей поле \mathbf{H} , наряду с существованием ФП, индуцированного одной из компонент \mathbf{H} , могут происходить другие фазовые переходы (как первого, так и второго рода), связанные с другими компонентами \mathbf{H} или каким-нибудь немагнитным внешним параметром, например, температурой. При исследовании фазовых переходов в магнетике, происходящих со спонтанным нарушением симметрии, обычно рассматривались фазовые диаграммы в переменных, вызывающих данный переход. При этом не обращалось внимание на то обстоятельство, что компонента (или компоненты) магнитного поля, снимающая(ие) энергетическую эквивалентность вырожденных состояний в низкосимметричной фазе, фактически индуцирует(ют) в системе ФП.

2) Случайным будем называть такое вырождение энергии, которое не связано с переходом магнетика в низкосимметричное состояние. В этом случае равенство энергий различных состояний достигается благодаря своеобразному балансу между величинами внутренних и внешних взаимодействий. Так, например, в легкоосном антиферромагнетике при некотором значении магнитного поля, параллельного оси легкого намагничивания, сравниваются энергии коллинеарной фазы, образование которой связано с выигрышем в энергии анизотропии, и спин-флоп фазы, соответствующей минимуму энергии взаимодействия с внешним полем.

Из вышесказанного следует, что вырождение энергии (3.4) по \mathbf{M} всегда можно связать с наличием в магнетике индуцированного внешним магнитным полем ФП. Таким образом, все термодинамически устойчивые доменные структуры состоят из доменов, конкурирующих при ФП фаз.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Инвариантность энергии системы относительно операции обращения времени приводит к выводу, что каждое состояние с отличными от нуля \mathbf{M} и L_v в отсутствие внешнего магнитного поля по крайней мере двукратно вырождено: (\mathbf{M}, L_v) и $(-\mathbf{M}, -L_v)$. Это означает, что в поле $H = 0$ при фазовых переходах может сосуществовать только четное число фаз. Исключение составляет ФП из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное, где $\mathbf{M} = L_v = 0$.

Во внешнем магнитном поле произвольной ориентации вырождение за счет симметрии, вообще говоря, снимается и остается случайное вырождение. Если магнитное поле направлено вдоль осей (плоскостей) симметрии, то вырождение за счет симметрии снимается лишь частично.

Как известно, за доменами, образующимися при индуцированных внешним магнитным полем ФП, в литературе закрепилось введенное в¹² на-

звание — «промежуточное состояние». Результаты данного раздела приводят к выводу: *все термодинамически устойчивые доменные структуры представляют собой промежуточное состояние*. Поэтому представляется целесообразным использовать термин «промежуточное состояние» для обозначения термодинамически устойчивых доменных структур. В этой связи интересно проследить эволюцию термина «промежуточное состояние». В работе¹⁴ Р. Пайерлс, изучая термодинамику сверхпроводника в области индуцированного внешним полем ФП в нормальное состояние, показал, что в образцах конечных размеров в определенном диапазоне магнитного поля образуется некая переходная (буферная) область, которую он назвал «промежуточным состоянием». Однако в¹⁴ не рассматривалась структура ПС. Структура ПС сверхпроводника была выяснена Л. Д. Ландау¹⁶, который доказал, что эта переходная область (ПО) представляет собой термодинамически устойчивую доменную структуру из областей металла в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

В работе¹² было показано, что аргументы, аналогичные использованным Л. Д. Ландау в¹⁶, приводят к обоснованию образования термодинамически устойчивой доменной структуры при индуцированных внешним полем спинпереориентационных ФП. По аналогии со сверхпроводником такие доменные структуры были названы ПС магнетика. Таким образом, термин «промежуточное состояние», введенный Р. Пайерлсом для условного обозначения переходной области в сверхпроводниках, в настоящее время благодаря работам^{12, 13, 17–63} приобрел более широкий смысл и стал общепринятым для обозначения термодинамически устойчивой доменной структуры, возникающей при фазовых переходах первого рода, индуцированных внешним магнитным полем. Он вошел в монографии и обзоры^{84, 97–99}. Наконец, в работах^{81, 82} были выяснены общие условия существования ПС.

4. ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ МАГНЕТИКОВ. ПРАВИЛА ФАЗ

Выведем некоторые общие соотношения для фазовых диаграмм, содержащих d компонент магнитного поля ($d = 0, 1, 2, 3$) и λ компонент прочих параметров системы τ_i (температура, давление, . . . ; $i = 1, 2, \dots, \lambda$).

В термодинамически равновесной доменной структуре в отдельных доменах реализуются состояния, соответствующие сосуществующим фазам при ФП. Поэтому в уравнениях (3.2), (3.3), задающих равновесные значения внутренних параметров, необходимо положить $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_\Pi$. Для доменной структуры, состоящей из n фаз, уравнения (3.2) принимают вид

$$\frac{\partial \Phi_k}{\partial L_v^k} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}^{(k)}} - \mathbf{H}_\Pi = 0. \quad (4.1)$$

Решая (4.1) относительно переменных $L_v^{(k)}$ и $\mathbf{M}^{(k)}$, находим их как функции \mathbf{H}_Π и $\tau_{i\Pi}$. Подставляя найденные величины в уравнения (3.3), (2.8), приходим окончательно к следующей системе:

$$\Phi_1(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}) = \Phi_2(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}) = \dots = \Phi_n(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}), \quad (4.2)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\Pi + 4\pi \hat{N} \sum_{k=1}^n \xi_k \mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}), \quad (4.3)$$

$$\sum_{k=1}^n \xi_k = 1, \quad (4.4)$$

где

$$\Phi_k(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}) = \Phi[\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}), L_v^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi, \tau_{i\Pi}), 0, 0] - \mathbf{M}^{(k)} \mathbf{H}_\Pi \quad (4.5)$$

представляет собой равновесный термодинамический потенциал однородной k -й фазы при значении внутреннего поля, равном полю фазового равновесия \mathbf{H}_Π

и значении параметров τ_i , также принадлежащих области ФП — $\tau_{i\Pi}$. Система $n - 1$ уравнений (4.2) задает на фазовой диаграмме в компонентах внутреннего поля — $\mathbf{H}^{(i)}$, τ -диаграмме — область фазового равновесия (\mathbf{H}_{Π} , $\tau_{i\Pi}$). Система же (4.2)–(4.4) определяет область существования ПС на фазовой диаграмме в компонентах внешнего поля — \mathbf{H} , τ_i -диаграмма, а также задает равновесные параметры ПС $\xi_k(\mathbf{H}, \tau_{i\Pi})$, $\mathbf{H}_{\Pi}(\mathbf{H}, \tau_{i\Pi})$.

Для систем, фазовое равновесие которых обусловлено случайным вырождением на $d + \lambda$ -мерной $\mathbf{H}^{(i)}$, τ -диаграмме область ФП задается уравнениями (4.2). Для n сосуществующих фаз уравнения (4.2) имеют решения, если их число $n - 1$, во всяком случае, не превышает число переменных $d + \lambda$. Отсюда получаем известное правило Гиббса⁸³

$$n \leq d + \lambda + 1. \quad (4.6)$$

Вводя так называемое число термодинамических степеней свободы — d_{Π} , получаем

$$d_{\Pi} = d + \lambda - n + 1. \quad (4.7)$$

В $(d + \lambda)$ -мерном пространстве $\mathbf{H}^{(i)}$, τ -фазовой диаграммы система уравнений (4.2) задает гиперповерхность (область ФП) размерности d_{Π} (4.7).

Рассмотрим теперь \mathbf{H}, τ -фазовую диаграмму. Область существования ПС на ней описывается системой (4.2), (4.3), (4.4). Исключая из уравнения (4.3) ξ_n с помощью (4.4), перепишем его в виде

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\Pi} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}_n + 4\pi\hat{N}\sum_{k=1}^{n-1}\xi_k(\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n). \quad (4.8)$$

При случайном вырождении векторы $\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n$ являются линейно независимыми, если их число $n - 1$ меньше (или равно) числа уравнений (4.3) d , т. е.

$$n - 1 \leq d. \quad (4.9)$$

В этом случае (4.8) отображает каждую точку гиперповерхности ФП \mathbf{H}_{Π} , τ_i в линейную область размерности $n - 1$. Для размерности ПС d_{Π} на $d + \lambda$ -мерной \mathbf{H} , τ -фазовой диаграмме получаем

$$d_{\Pi} = d_{\Pi} + (n - 1) = d + \lambda, \quad (4.10)$$

т. е. размерность ПС совпадает с размерностью фазовой диаграммы.

Если $n - 1 > d$, то число линейно независимых векторов $\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n$ в (4.8) равно d . Теперь среди $n - 1$ векторов $\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n$

$$\gamma = n - 1 - d \quad (4.11)$$

векторов будут линейно зависимы. Отсюда следует, что каждая точка области ФП при изменении ξ_k будет отображаться в d -мерную линейную область, а размерность ПС будет равна

$$d_{\Pi} = d_{\Pi} + d = 2d + \lambda - n + 1. \quad (4.12)$$

Соотношения (4.10), (4.12) являются аналогом правила Гиббса для области существования доменных структур. При выполнении неравенства (4.9) в уравнениях (4.8) имеет место однозначная связь между ξ_k и \mathbf{H} . Это означает, что в заданном внешнем поле \mathbf{H} из области ПС все ξ_k однозначно определены. Если же $n - 1 > d$, то в каждой точке из области существования ПС уравнения (4.8) будет удовлетворять γ — параметрическое семейство ξ_k , т. е. при заданных внешних параметрах \mathbf{H} и τ_i в ПС могут реализоваться доменные структуры с различным соотношением долей фаз.

Если вырождение энергии имеет чисто симметричную природу, то числа сосуществующих фаз равно индексу подгруппы низкосимметричного состояния (n_0) по отношению к группе симметрии парафазы — группы симметрии магнетика в парамагнитном состоянии, находящегося в том же самом магнит-

ном поле. (Исключением из сформулированного критерия являются те редкие случаи, когда парамагнитная и магнитоупорядоченные фазы не связаны подгрупповой связью.) Так, в кубическом ферромагнетике при $\mathbf{H}^{(i)} = 0$ могут сосуществовать шесть или восемь фаз. В легкoplоскостном тетрагональном ферромагнетике на линии $\mathbf{H}^i \parallel Oz$, $H_z^{(i)} < H_K$ (Oz — трудная ось, H_K — некоторое критическое поле) могут сосуществовать четыре фазы.

Из сказанного выше ясно, что при наличии как симметричного, так и случайного вырождения система уравнений (4.2) может иметь решения даже в том случае, когда количество уравнений (4.2) $n - 1$ превышает число переменных в них $d + \lambda$. В этом случае количество сосуществующих фаз может быть больше, чем допускается правилом фаз Гиббса (4.6). Нарушение неравенства (4.6) означает, что число векторов $\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n$ в (4.8) превышает число уравнений. Поэтому здесь, как и выше, при заданных внешних параметрах \mathbf{H} и τ_i уравнению (4.8) будет удовлетворять γ -параметрическое семейство ξ_k , где γ задается соотношением

$$\gamma = n - 1 - d^*, \quad (4.13)$$

d^* — число линейно независимых векторов $\mathbf{M}_k - \mathbf{M}_n$ в уравнениях (4.8). Здесь следует иметь в виду, что в силу симметричного вырождения d^* может быть меньше d .

5. СТРУКТУРА ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ

Как отмечалось выше, равновесные параметры n -фазного ПС определяются решением системы уравнений (4.2) — (4.4).

При произвольном изменении \mathbf{H} будут изменяться как доли сосуществующих фаз ξ_k , так и значение \mathbf{H}_Π , а вместе с ним и $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, $L_\nu(\mathbf{H}_\Pi)$.

Переходя к исследованию области ПС при произвольном направлении внешнего поля, выделим области значений \mathbf{H} , при которых внутреннее поле сохраняет некоторое фиксированное значение \mathbf{H}_Π (обозначим эту область $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$). Можно также задать непрерывное множество значений \mathbf{H} , для которых фиксированы величины ξ_k : $\{\mathbf{H} | \dots \xi_k \dots\}$. Каждая точка фазовой диаграммы магнетика в области существования доменов характеризуется определенными значениями \mathbf{H}_Π и ξ_k , т. е. представляет собой пересечение областей $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$, $\{\mathbf{H} | \dots \xi_k \dots\}$.

При изменении \mathbf{H} в одной из областей $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$ внутренние состояния в доменах $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, $L_\nu^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$ не изменяются, а эволюция системы происходит только за счет перераспределения долей фаз, т. е. имеет место чистый процесс смещения доменных границ. Поскольку внутреннее состояние в доменах, равно как и структура доменных границ, определяются величиной \mathbf{H}_Π , изменение \mathbf{H} на области $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$ не нарушает условий протекания процессов, зависящих от значения внутреннего поля и магнитного состояния системы (например, условия существования магнитного резонанса).

При изменении \mathbf{H} на области $\{\mathbf{H} | \dots \xi_k \dots\}$ эволюция системы будет происходить только за счет изменения \mathbf{H}_Π и связанных с ним изменений $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$ и $L_\nu^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, т. е. путем изменения внутреннего состояния в доменах. На области $\{\mathbf{H} | \dots \xi_k \dots\}$ сохраняют постоянное значение величины, связанные с ξ_k . Среди множества областей $\{\mathbf{H} | \xi_1 \xi_2 \dots \xi_n\}$ будут и такие, в которых t из n величин ξ_k равны нулю ($t = 1, 2, \dots, n - 1$). Легко догадаться, что такие области описывают границы между n -фазной и $(n - t)$ -фазной доменными структурами. В частности, при $t = n - 1$ область $\{\mathbf{H}_\Pi | \dots \xi_k \dots\}$ представляет собой границу между n -фазной доменной структурой и одним из однородных состояний.

В легкоосном ферромагнетике при отклонении \mathbf{H} от оси легкого намагничивания в области $\Phi\Pi | \mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi) | = M_0 = \text{const} (T = 0)$ ⁸³, т. е. в области

$\{\mathbf{H} \mid \dots \xi_k \dots\}$ происходит только изменение направления $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$. В традиционной теории намагничивания ферромагнетика такой процесс носит название вращение намагниченности в доменах³. В произвольном магнетике в области $\{\mathbf{H} \mid \dots \xi_k \dots\}$ могут меняться и модули $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$. Кроме того, в $\{\mathbf{H} \mid \dots \xi_k \dots\}$ с изменением $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$ будет меняться и вектор \mathbf{m}_{kh} , (2.9) — образующая поверхности доменной границы. Это означает, что в области $\{\mathbf{H} \mid \dots \xi_k \dots\}$ может происходить разворот доменных границ. В легкоосном же ферромагнетике вектор \mathbf{m}_{kh} всегда параллелен направлению легкого намагничивания, поэтому здесь разворот доменных границ отсутствует. Примером ПС, где \mathbf{m}_{kh} меняет свое направление, является доменная структура ромбического антиферромагнетика в окрестности температуры Морина⁶².

Из вышесказанного следует, что при произвольном изменении в области существования ПС в магнетике будут происходить три основных процесса:

- 1) смещение доменных границ;
- 2) изменение внутреннего состояния в отдельных доменах, связанное с изменением внутреннего поля \mathbf{H}_Π ;
- 3) разворот доменных границ вдоль вектора \mathbf{m}_{kh} , (2.8).

Введенные выше представления об области постоянного внутреннего поля $\{\mathbf{H} \mid \mathbf{H}_\Pi\}$ позволяют построить область существования доменной струк-

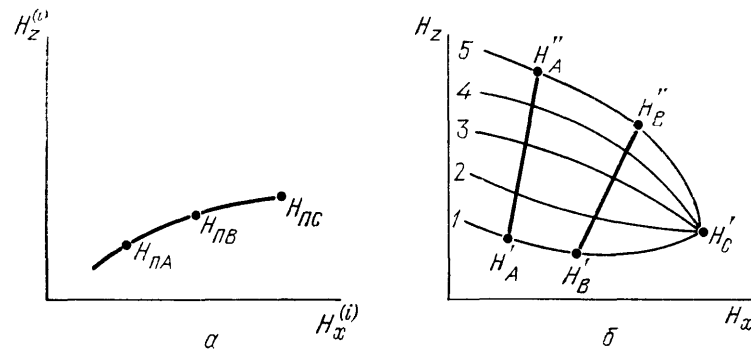


Рис. 2. Линия ФП $H_{ПА} \dots H_{ПС}$ между двумя фазами (а) и соответствующая ей область ПС (б).

На H_x, H_z -диаграмме жирным выделены линии постоянного внутреннего поля: $H'_A H''_A$ — $\{\mathbf{H} \mid \mathbf{H}_{ПА}\}$, $H'_B H''_B$ — $\{\mathbf{H} \mid \mathbf{H}_{ПВ}\}$, тонкими линиями отмечены области постоянных долей фаз: 1 — $\{\mathbf{H} \mid 1; 0\}$, 2 — $\{\mathbf{H} \mid 3/4; 1/4\}$, 3 — $\{\mathbf{H} \mid 1/2; 1/2\}$, 4 — $\{\mathbf{H} \mid 1/4; 3/4\}$, 5 — $\{\mathbf{H} \mid 0; 1\}$ (линии 1, 5 — границы ПС).

туры, используя систему уравнений (4.2), задающих область \mathbf{H}_Π , равновесные значения намагниченности в конкурирующих фазах (4.2) и уравнения (4.3). При фиксированных значениях \mathbf{H}_Π из области ФП с n фазами функция $\mathbf{H}(\xi_k)$ имеет $n - 1$ степень свободы (ξ_k связаны нормировочным соотношением (4.4)). Это означает, что уравнение (4.3) производит отображение каждой из точек области \mathbf{H}_Π в $n - 1$ -мерную поверхность, которая является областью постоянного внутреннего поля $\{\mathbf{H} \mid \mathbf{H}_\Pi\}$.

Построение области существования доменной структуры вначале проведем для простейшей модели двухфазной доменной структуры. Пусть область ФП \mathbf{H}_Π представляет собой линию в плоскости $H_x^{(i)} H_y^{(i)}$, а равновесные намагниченности в конкурирующих фазах $\mathbf{M}^{(1)}$ и $\mathbf{M}^{(2)}$ также лежат в плоскости x, y . Из (4.3) следует, что в этом случае область существования доменной структуры для эллипсоида, одна из главных осей которого совпадает с осью Oz , также принадлежит фазовой плоскости H_x, H_y . В целях сохранения общности рассмотрим отрезок линии ФП $H_{АП} H_{СП}$, содержащий точку окончания ФП (точка H_C) (рис. 2). Для исследования доменной структуры в окрестности точки окончания фазового перехода нет необходимости конкретизировать тип этой точки. Важно, что в ней теряется различие между

спиновыми конфигурациями в конкурирующих фазах, т. е. $\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_C) = \mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_C)$, $L_V^{(1)}(\mathbf{H}_C) = L_V^{(2)}(\mathbf{H}_C)$. Для некоторой точки $\mathbf{H}_{\text{ПА}}$ (см. рис. 2) уравнения (4.3) принимают вид

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{ПА}} + 4\pi\hat{N}(\xi_1\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\text{ПА}}) + (1 - \xi_1)\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\text{ПА}})). \quad (5.1)$$

Векторное уравнение (5.1) представляет собой параметрическое задание (параметром является ξ_1) отрезка прямой, соединяющего точки (см. рис. 2)

$$\mathbf{H}_{1A} = \mathbf{H}_{\text{ПА}} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\text{ПА}}); \quad (5.2)$$

$$\mathbf{H}_{2A} = \mathbf{H}_{\text{ПА}} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\text{ПА}}),$$

которые лежат на границах области существования доменной структуры. Аналогичным образом уравнение (5.1) производит отображение каждой из точек области фазового перехода $\mathbf{H}_{\text{П}}$ в определенный отрезок прямой. На рис. 2 проведено такое построение. Для точки \mathbf{H}_C , в которой различие между фазами исчезает, поля \mathbf{H}_{1C} и \mathbf{H}_{2C} совпадают, т. е. уравнение (5.1) переводит точку \mathbf{H}_C в точку $\mathbf{H}_{C'}$ с координатами

$$\mathbf{H}_{C'} = \mathbf{H}_{\text{ПС}} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ПС}}). \quad (5.3)$$

На каждом из отрезков прямых типа (5.1) ξ_1 пробегает непрерывный ряд значений от 0 ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_2$) до 1 ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_1$). Соединяя линиями точки с равными значениями ξ_1 , получим область $\{\mathbf{H} | \xi_1; \xi_2\}$. В частности среди них будут линии $\{\mathbf{H} | 0; 1\}$, $\{\mathbf{H} | 1; 0\}$, представляющие собой границы области существования доменной структуры. Ясно, что все линии $\{\mathbf{H} | \xi_1; \xi_2\}$ соединяются в точке $\mathbf{H}_{C'}$ (см. рис. 2).

Отметим, что с приближением к точке окончания ФП неограниченно уменьшается разность намагниченностей и других внутренних параметров в отдельных фазах. Оказывается, что в узкой окрестности критической точки неравенство $x_0 \ll D$ нарушается, т. е. распределение намагниченности носит существенно неоднородный характер во всем объеме образца. Теория таких неоднородных состояний разработана в ^{75, 76} (см. раздел 13).

Ниже, в разделах 9—11, для конкретных систем будут проведены расчеты области существования доменных структур. Здесь же остановимся подробнее на некоторых общих закономерностях ПС с n -фазной доменной структурой.

Начнем с произвольной двухфазной доменной структуры. В этом случае условие фазового равновесия имеет такой вид:

$$\Phi[\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\text{П}}) | \mathbf{H}_{\text{П}}] = \Phi[\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\text{П}}) | \mathbf{H}_{\text{П}}]. \quad (5.4)$$

Это уравнение в фазовом пространстве компонент внутреннего поля $H_x^{(i)}$, $H_y^{(i)}$, $H_z^{(i)}$ задает некоторую поверхность. Уравнение (4.3), определяющее зависимость параметров ПС от внешнего поля, для двухфазной системы имеет вид

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{П}} + 4\pi\hat{N}[\xi_1\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\text{П}}) - (1 - \xi_1)\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\text{П}})]. \quad (5.5)$$

Из уравнения (5.5) следует важный результат — для двухфазной доменной структуры каждая точка области ФП $\mathbf{H}_{\text{П}}$ в фазовом пространстве компонент внешнего поля H_x , H_y , H_z переходит в отрезок прямой, лежащей между точками (рис. 3)

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_{\text{П}} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\text{П}}), \quad (5.6)$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_{\text{П}} + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\text{П}}). \quad (5.7)$$

Другими словами, соотношение (5.5) производит отображение поверхности ФП в область существования ПС, представляющую собой в данном

случае часть пространства, ограниченную поверхностями $\mathbf{H}_1(\mathbf{H}_\Pi)$ (5.6) и $\mathbf{H}_2(\mathbf{H}_\Pi)$ (5.7).

Перейдем теперь к исследованию доменной структуры с числом фаз $n > 2$.

Если при ФП сосуществуют три фазы, то условие равенства потенциалов (4.2) приводит к двум независимым уравнениям, которые в фазовом пространстве $\mathbf{H}^{(i)}$ задают некоторую линию фазового равновесия. При $n = 3$ уравнения (4.3), (4.4) имеют вид

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\Pi + 4\pi\hat{N}(\xi_1\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_\Pi) + \xi_2\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_\Pi) + \xi_3\mathbf{M}^{(3)}(\mathbf{H}_\Pi)). \quad (5.8)$$

Четыре уравнения (5.8) вместе с двумя уравнениями, задающими линию \mathbf{H}_Π , однозначно определяют зависимость от внешнего поля компонент \mathbf{H}_Π и долей

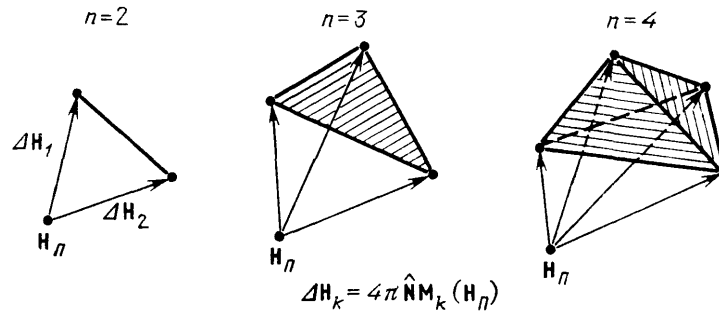


Рис. 3. Характер отображения точки ФП — \mathbf{H}_Π на область ПС для n -фазной доменной структуры

фаз ξ_1, ξ_2, ξ_3 . Исключая ξ_k из (5.8), можно показать, что фиксированное значение \mathbf{H}_Π сохраняется, если на H_x, H_y, H_z -диаграмме значения внешнего поля лежат внутри плоского треугольника (рис. 3) с вершинами

$$\mathbf{H}_k = \mathbf{H}_\Pi + 4\pi\hat{N}\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi), \quad (5.9)$$

где $k = 1, 2, 3$. На каждой из сторон треугольника одно из ξ_k равно нулю, т. е. стороны треугольника представляют собой границы между двух и трехфазными областями существования ПС. В вершинах (5.9) две из трех ξ_k равны нулю, т. е. в этих точках достигается переход в одно из однородных состояний.

Таким образом, для трехфазной доменной структуры линия фазового равновесия на $\mathbf{H}^{(i)}$ -фазовой диаграмме переходит в фазовом пространстве \mathbf{H} в определенную область существования ПС.

Условия сосуществования четырех фаз приводят к трем уравнениям, которые, вообще говоря, задают в $\mathbf{H}^{(i)}$ -фазовом пространстве изолированную точку. Уравнение (4.5) в этом случае также однозначно определяет зависимость ξ_k от внешнего поля (\mathbf{H}_Π при этом фиксировано). Точке фазового равновесия четырех фаз в фазовом пространстве \mathbf{H} соответствует область внутри треугольной пирамиды с вершинами (5.9) ($k = 1, 2, 3, 4$). На каждой из граней одно из ξ_k обращается в нуль, на ребрах в нуль обращаются два ξ_k , а в вершинах три из четырех ξ_k . Это означает, что грани пирамиды представляют собой границы между областями сосуществования трех- и четырехфазных доменных структур, ребра пирамиды — двух- и четырехфазных областей, а в вершинах (5.9) достигается переход из четырехфазной области в однородное состояние (см. рис. 3).

При случайном вырождении, как следует из (4.6), для $\lambda = 0$ (\mathbf{H} -диаграмма) число сосуществующих фаз не может быть больше четырех. Этот запрет, как мы уже говорили, снимается в случае симметричного вырождения. Некоторые примеры построения фазовых диаграмм см. в разделах 9—11.

6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Выше было показано (см. систему уравнений (3.2), (3.3)), что в области индуцированного внешним полем ФП экстремуму функции, задающей энергию магнетика (2.1), соответствуют либо однородные состояния, либо состояния с доменной структурой. Чтобы определить границы термодинамической устойчивости доменной структуры, достаточно найти интервалы изменения внешних параметров, в которых равновесная энергия магнетика, разбитого на домены, $\Phi_{\text{дс}}$ ниже равновесной энергии в однородных состояниях Φ_0 .

Начнем с простейшей модели: легкоосный ферромагнетик в магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания. Энергия (3.4) для такой системы имеет следующий вид⁸³:

$$\begin{aligned} \Phi_0 = \\ = \frac{1}{2} \beta (M_x^2 + M_y^2) - \mathbf{H}^{(i)} \mathbf{M}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

где β — константа анизотропии; при $\beta > 0$ Oz — ось легкого намагничивания. При $\mathbf{H}^{(i)} = 0$ имеет место ФП между состояниями с $\mathbf{M}^{(1)} \parallel Oz$ (I) и $\mathbf{M}_2 = -\mathbf{M}_1$ (II)⁸³. Пусть ферромагнетик имеет форму эллипсоида, главные оси которого совпадают с магнитными ($N = N_z$). Равновесные энергии ферромагнетика в фазах I и II равны

$$\begin{aligned} \Phi_I &= -HM + 2\pi NM^2, \\ \Phi_{II} &= HM + 2\pi NM^2. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Зависимость Φ_I и Φ_{II} от H представлена на рис. 4.

Выражение для неравновесной энергии магнетика с доменной структурой (2.10) имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi &= -\langle M \rangle H + 2\pi N \langle M \rangle^2, \\ \langle M \rangle &= (\xi_1 - \xi_2) M. \end{aligned} \quad (6.3)$$

При записи (6.3) мы учли, что в данном случае направление $\mathbf{H} \parallel Oz$ совпадает с линией постоянного поля $\{\mathbf{H} \mid 0\}$. Минимизация по $\Delta \xi = \xi_1 - \xi_2$ задает равновесные значения ξ_1 и $\xi_2 = 1 - \xi_1$:

$$\Delta \xi = \frac{H}{4\pi NM}. \quad (6.4)$$

Подставляя $\Delta \xi$ (6.4) в (6.3), получаем для равновесной энергии ферромагнетика, разбитого на домены⁸³:

$$\Phi_{\text{дс}} = -\frac{H^2}{8\pi N}. \quad (6.5)$$

При всех значениях \mathbf{H} функция $\Phi_{\text{дс}}(\mathbf{H})$ не превышает $\Phi_I(\mathbf{H})$, $\Phi_{II}(\mathbf{H})$ (см. рис. 4). Физический смысл имеют значения $0 \leq \xi_k < 1$, что достигается в интервале полей $|\mathbf{H}| \leq 4\pi NM$. Таким образом, во всей области полей, где физически возможна реализация доменной структуры $0 \leq \xi_k \leq 1$, ее

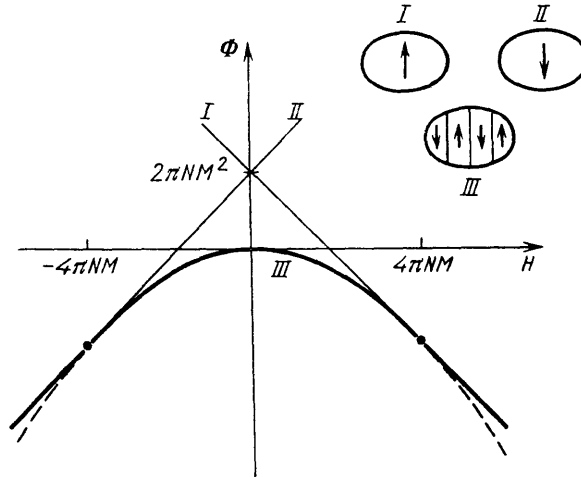


Рис. 4. Зависимость от внешнего магнитного поля равновесных энергий однородных состояний эллипсоидального ферромагнетика (I, II) и энергии ферромагнетика в ПС (III)

энергия ниже, чем энергия однородных состояний, причем равенство энергий $\Phi_{ДС}$ и Φ_I , Φ_{II} достигается на границах области существования доменов ($H_{1,2} = \pm 4\pi NM$), где имеет место полное вытеснение одной из конкурирующих фаз.

Каковы физические причины термодинамической устойчивости доменной структуры? Проще всего ответить на этот вопрос для ферромагнетика в поле $\mathbf{H} = 0$. Согласно ¹, при $\mathbf{H} = 0$ разбиение на домены, не изменяя внутренней энергии магнетика (напомним: $\mathbf{H} = 0$ — поле ФП, при котором энергии фаз I и II равны), уменьшает магнитостатическую энергию. Сравнивая (6.2) и (6.5), получаем, что при $H = 0$ выигрыш в энергии при переходе эллипсоидального ферромагнетика из однородного состояния в полидоменное равен энергии размагничивающих полей однородного намагниченного эллипсоида ($2\pi NM^2V$). В конечном поле $|\mathbf{H}| < 4\pi NM$ равновесные состояния полидоменного ферромагнетика формируются конкуренцией двух взаимодействий: минимуму энергий взаимодействия с внешним полем соответствует однородное состояние с намагниченностью, параллельной полю, а магнитостатическая энергия минимальна для доменной структуры с $\xi_1 = \xi_2 = 1/2$.

Почему же при $\mathbf{H} \neq 0$ доменная структура термодинамически устойчива вплоть до полного вытеснения одной из конкурирующих фаз? Чтобы подойти к ответу на этот вопрос, проследим эволюцию состояния ферромагнетика при изменении внешнего поля. Из (6.2) следует, что в эллипсоидальном ферромагнетике при $\mathbf{H} < 0$ однородное состояние с $\mathbf{M}^{(2)}$ обладает более низкой энергией по сравнению с однородным состоянием с намагниченностью $\mathbf{M}^{(1)}$. С ростом поля из области $H < -4\pi NM$ энергия фазы II растет, поскольку направление изменения поля антипараллельно вектору намагниченности. При $H = -4\pi NM$ в однородно намагниченном магнетике с $\mathbf{M}^{(2)}$ внутреннее поле становится равным нулю, т. е. реализуются условия ФП. При дальнейшем росте поля возможно два пути реализации магнитного состояния. Один из них заключается в сохранении однородного состояния, другой — в организации неоднородного состояния: в поле $H > -4\pi NM$ можно «разбавить» состояние с $\mathbf{M}^{(2)}$ включениями областей с $\mathbf{M}^{(1)}$. При этом концентрации фаз должны быть такими, чтобы выполнялось условие реализации фазового перехода I рода $\mathbf{H}^{(i)} = 0$. (В противном случае одна из фаз будет обладать более высокой энергией, и движением межфазных границ будет вытеснена из объема магнетика). В процессе эволюции доменной структуры внутренняя энергия ферромагнетика не изменяется (следствие условия $\mathbf{H}^{(i)} = 0$), и внешнее поле производит работу только против магнитодипольных сил (перераспределение зарядов на поверхности ферромагнетика и формирования доменных границ). Другими словами, образование доменов блокирует изменение внутренних состояний в ферромагнетике с изменением поля. Внешне ферромагнетик с доменной структурой ведет себя как магнетик с высокой восприимчивостью, определяемой исключительно его формой:

$$\chi_{ПС} = \frac{d\langle M \rangle}{dH} = \frac{1}{4\pi N}, \quad (6.6)$$

в то время как в однородном состоянии $\chi = 0$ (в пренебрежение парапроцессом). Такая специфическая податливость ферромагнетика с доменами к воздействию внешнего магнитного поля является причиной энергетической выгоды доменной структуры по сравнению с однородным состоянием.

Перейдем теперь к двухфазным доменным структурам при произвольных спин-переориентационных переходах. Покажем, что двухфазная доменная структура ПС с энергией (2.10) эффективно описывается моделью легкоосного ферромагнетика с доменной структурой. Пусть в некотором магнетике область изменения внутреннего поля, в которой имеет место индуцированный внешним полем ФП между двумя фазами, \mathbf{H}_Π , а равновесные значения внутренних параметров в конкурирующих фазах $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, $L_v^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$ ($k = 1, 2$).

Используя уравнения (3.3) и вводя вместо $\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_\Pi)$ и $\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_\Pi)$ величины

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2}(\mathbf{M}^{(1)} + \mathbf{M}^{(2)}) \quad \text{и} \quad \mathbf{m}' = \frac{1}{2}(\mathbf{M}^{(1)} - \mathbf{M}^{(2)}), \quad (6.7)$$

внутреннюю энергию в (2.10) перепишем так:

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{M}^{(1)}, L_v^{(1)}, 0, 0) \xi_1 + \varphi(\mathbf{M}^{(2)}, L_v^{(2)}, 0, 0) \xi_2 = \\ = \varphi_0(\mathbf{H}_\Pi) + \mathbf{H}_\Pi \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) + \mathbf{H}_\Pi \mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi) (\xi_1 - \xi_2), \end{aligned} \quad (6.8)$$

а магнитостатическую энергию преобразуем к следующему виду:

$$2\pi \langle \mathbf{M} \rangle \hat{N} \langle \mathbf{M} \rangle = 2\pi \mathbf{m} \hat{N} \mathbf{m} + 2\pi (\xi_1 - \xi_2)^2 \mathbf{m}' \hat{N} \mathbf{m}' + 4\pi \mathbf{m}' \hat{N} \mathbf{m}. \quad (6.9)$$

С учетом (6.8) и (6.9) энергия магнетика (2.10) приобретает следующий вид:

$$\Phi = \varphi_0(\mathbf{H}_\Pi) + \varphi^I + \Delta\varphi, \quad (6.10)$$

где

$$\varphi^I = 2\pi \mathbf{m} \hat{N} \mathbf{m} - (\mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi) \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) \quad (6.11)$$

представляет собой энергию однородно намагниченного эллипсоида с намагниченностью \mathbf{m} в поле $\mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi$ без учета его внутренней энергии (3.3),

$$\Delta\varphi = -\tilde{\mathbf{H}} \mathbf{m}' (\xi_1 - \xi_2) + 2\pi (\xi_1 - \xi_2)^2 \mathbf{m}' \hat{N} \mathbf{m}' \quad (6.12)$$

и имеет вид энергии ферромагнитного эллипсоида в полидоменном состоянии с намагниченностями $\pm \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$ в соседних доменах, находящегося во «внешнем» поле

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi - 4\pi \hat{N} \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi). \quad (6.13)$$

Функциональное совпадение $\Delta\varphi$ (6.12) с энергией ферромагнетика, разбитого на домены, позволяет для анализа доменных структур в области спин-переориентационных переходов использовать результаты, полученные при расчете соответствующих доменных структур ферромагнетика. Ниже в п. 7 это обстоятельство будет использовано при конкретных расчетах. Здесь же важно обратить внимание на физическую сущность проведенного выше преобразования энергии. Линейность уравнений магнитостатики позволяет рассматривать образец, состоящий из доменов с намагниченностями $\mathbf{M}^{(1)}$, $\mathbf{M}^{(2)}$, как два «вложенных» друг в друга, совпадающих с ним по форме магнетика, один из которых имеет однородную намагниченность $\mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$, а второй разбит на домены с намагниченностями $\pm \mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi)$ (6.7). Ясна также физическая причина наличия в эффективном поле (6.11) члена $4\pi \hat{N} \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$: эта величина численно равна размагничивающему полю, создаваемому первым эллипсоидом. Для второго эллипсоида поле

$$\mathbf{H}' = 4\pi \hat{N} \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) \quad (6.14)$$

играет роль «внешнего» и складывается с \mathbf{H} . При изменении внешнего поля вдоль одной из линий $\{\mathbf{H} \mid \mathbf{H}_\Pi\}$ в процессе перераспределения долей фаз энергия первого эллипсоида φ^I (6.13) не зависит от состояния доменной структуры, а второй эллипсоид ведет себя как ферромагнетик с доменами, имеющими намагниченность $\pm \mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi)$. Для него справедливы изложенные выше представления об энергетической целесообразности образования доменов и проведенные там расчеты. В частности, максимальная выгодность полидоменного состояния по сравнению с однородным достигается в поле $\tilde{\mathbf{H}} = 0$ (где $\xi_1 = \xi_2$), т. е. при

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\Pi + 4\pi \hat{N} \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi), \quad (6.15)$$

и выигрыш в энергии составляет $\Delta E = 2\pi \mathbf{m} \hat{N} \mathbf{m}$. Таким образом, выигрыш в энергии при образовании доменных структур в области спин-переориентационных переходов связан не с полными намагниченностями в отдельных

фазах $\mathbf{M}^{(1)}$, $\mathbf{M}^{(2)}$, а с величиной скачка намагниченности $\Delta \mathbf{M} = \mathbf{M}^{(1)} - \mathbf{M}^{(2)} = 2\mathbf{M}$ (6.7). В рассмотренной выше модели ферромагнетика $\mathbf{H}_\Pi = 0$, $\mathbf{M} = 0$, а скачок намагниченности при ФП имеет максимально возможное значение $|\Delta \mathbf{M}| = 2|M_0|$. Соответственно и выигрыш в энергии при $H = 0$ максимален и равен $\Delta E = 2\pi N M_0^2$.

В энергетической целесообразности регулярной доменной структуры можно убедиться и непосредственным сравнением энергий эллипсоидального образца, разбитого на домены и находящегося в однородном состоянии⁸².

Намагниченность в ПС определяется из соотношения (4.3):

$$4\pi \hat{N} \langle \mathbf{M} \rangle = \mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi(\mathbf{H}). \quad (6.16)$$

Только если внешнее поле изменяется в области $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$, имеет место линейная зависимость $\langle \mathbf{M} \rangle$ от \mathbf{H} . При произвольном изменении \mathbf{H} в области ПС будет также меняться и \mathbf{H}_Π , а следовательно, и $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, что приводит к более сложному характеру зависимости $\langle \mathbf{M} \rangle(\mathbf{H})$.

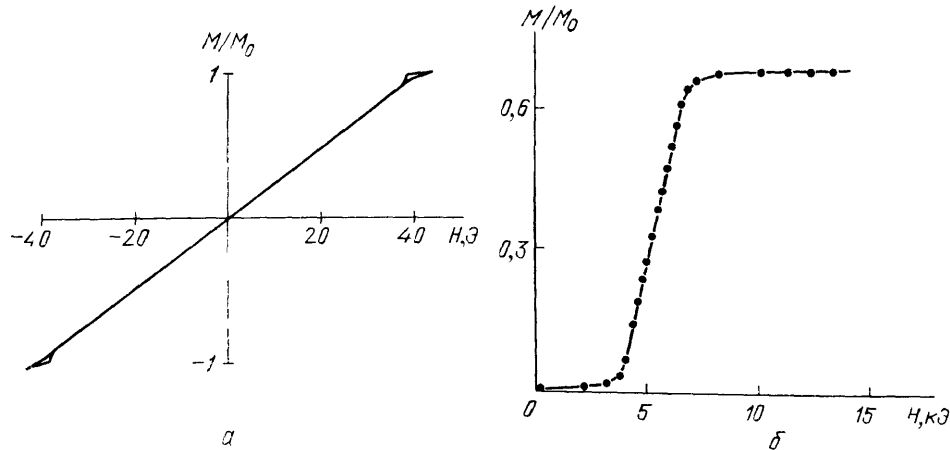


Рис. 5. Кривые намагничивания магнетиков в области индуцированных магнитным полем ФП¹¹⁴. а — Для эпитаксиальной пленки феррита-граната¹⁰⁵. б — Метамгнетика $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{17}$ в области метамгнитного перехода

Дифференцируя (6.16) по \mathbf{H} , получаем для тензора магнитной восприимчивости в промежуточном состоянии выражение

$$4\pi N_{\alpha\beta} \chi_{\beta\gamma} = \delta_{\alpha\gamma} - \frac{\partial H_{\Pi\alpha}}{\partial H_\gamma}. \quad (6.17)$$

Первое слагаемое в правой части (6.17) связано со смещением доменных границ, а второе — с изменением намагниченности в доменах $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$. В окрестности ФП равновесную намагниченность в k -й фазе запишем так:

$$\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}^{(i)}) = \mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi) + \hat{\chi}_k (\mathbf{H}^{(i)} - \mathbf{H}_\Pi), \quad (6.18)$$

где χ_k — тензор внутренней восприимчивости k -фазы.

Из (6.18) следует, что восприимчивость магнетика в однородном состоянии равна

$$\hat{\chi} = (\hat{\chi}_k^{-1} + 4\pi \hat{N})^{-1}. \quad (6.19)$$

В области существования ПС при изменении \mathbf{H} вдоль $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$ согласно (6.17)

$$\hat{\chi} = (4\pi \hat{N})^{-1}. \quad (6.20)$$

В¹⁰⁰ тензор $\hat{\chi}$ назван восприимчивостью тела, χ_k — восприимчивостью вещества, $(4\pi \hat{N})^{-1}$ — восприимчивостью формы. Воспользовавшись этой

терминологией, можно сказать, что в отличие от однородного состояния, где восприимчивость магнетика зависит как от восприимчивости вещества, так

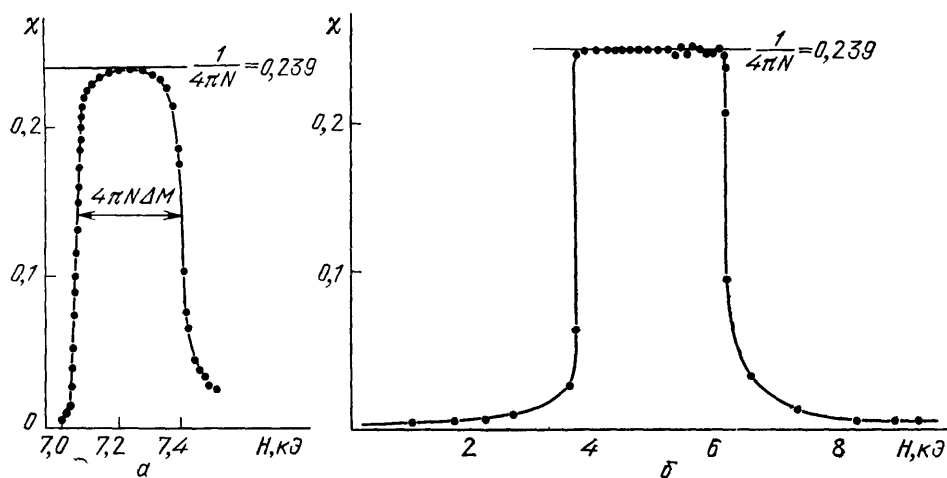


Рис. 6. Зависимость статической восприимчивости от внешнего поля.
 а — В области спин-флоп-перехода в $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ⁴¹; б — В области метамagnetного перехода $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{17}$ ¹¹⁴. Оба образца имеют форму сферы

и от восприимчивости формы (6.19), в промежуточном состоянии (при изменении \mathbf{H} по $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$) восприимчивость магнетика есть только восприимчивость формы. При произвольном изменении \mathbf{H} в области существования доменов восприимчивость определяется выражением (6.17). Здесь кроме восприимчивости формы появляется существенно новый член, связанный с изменением поля ФП — \mathbf{H}_Π . Его величина определяется особенностью спин-перориентационного перехода, а именно, зависимостью $\mathbf{H}_\Pi(H)$ и $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$.

Рассмотренный здесь процесс намагничивания магнетика предполагает реализацию в нем термодинамически равновесной доменной структуры, т. е. отсутствие коэрцитивности и гистерезисных явлений.

На рис. 5 и 6 приведены зависимости $\langle \mathbf{M} \rangle(\mathbf{H})$ для пластины феррита с легкой осью, параллельной нормали ($N = 1$), имеющего малую коэрцитивность $H_c < 0,5 \text{ Э}$ ¹⁰¹ (а), и для метамagnetика $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ сферической формы ($N = 1/3$) в области метамagnetного фазового перехода (б) ¹¹⁴. На рис. 6 представлены зависимости $\chi(\mathbf{H})$ для $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ в области метамagnetного перехода (а) ¹¹⁴ и для легкоосного антиферромагнетика $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ в области спин-флоп-перехода (б) ⁴¹ (оба образца имеют форму сферы). В этих магнетиках внешнее поле параллельно оси легкого намагничивания, т. е. \mathbf{H} изменяется вдоль линии $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$. Из (6.16) и (6.20) следует, что в ПС

$$\langle \mathbf{M} \rangle = \frac{\mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi}{4\pi N}, \quad \chi_{\text{ПС}} = \frac{1}{4\pi N}, \quad (6.21)$$

что и имеет место на эксперименте. Влияние формы магнетика на характер зависимости $\langle \mathbf{M} \rangle(\mathbf{H})$ в ПС иллюстрирует рис. 7, где приведена зависимость

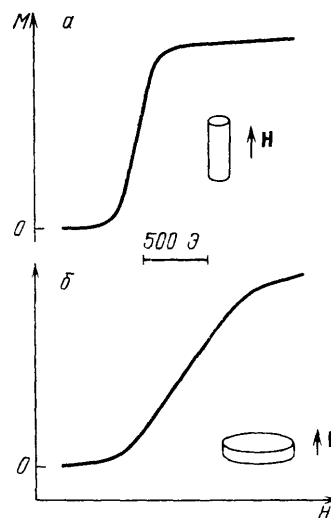


Рис. 7. Кривые намагничивания в области спин-флоп-перехода в MnF_2 ($H_\Pi = 92 \text{ кЭ}$) для двух цилиндрических образцов ¹⁹.

а — Диаметр 0,8 мм и высота 2,5 мм. б — Диаметр 1,85 мм и высота 0,2 мм

намагниченности MnF_2 в области спин-фlop-перехода для цилиндрических образцов: рис. а — диаметром 0,8 мм и высотой 2,5 мм, рис. б — диаметром 1,85 мм и высотой 0,2 мм (ось цилиндра совпадает с легкой осью магнетика)¹⁹. Второй образец фактически представляет собой пластину ($N \approx 1$). Для него ширина ПС $\Delta H_{\text{ПС}} = 4\pi\Delta M$, а $\chi_{\text{ПС}} = 1/4\pi$. Первый образец можно рассматривать как эллипсоид вращения с отношением осей $a/b = 3,1$, $N = 0,1$. Для него $\Delta H_{\text{ПС}} = 4\pi N\Delta M$ значительно меньше, а $\chi_{\text{ПС}} = 10/4\pi$.

Результаты, полученные в данном разделе, позволяют сделать вывод, что в основе образования всех термодинамически устойчивых доменных структур (в том числе и в легкоосном ферромагнетике) лежат общие физические процессы:

При реализации в магнетике условий для сосуществования фаз, отличающихся значением вектора намагниченности M , (индуцированный полем ФП), в магнетике конечной формы появляется дополнительная возможность для уменьшения термодинамического потенциала: разбиение на домены конкурирующих фаз. С изменением внешнего поля перераспределением долей фаз в магнетике поддерживается условие сосуществования фаз — равенство их внутренних энергий.

7. РАВНОВЕСНЫЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЬНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР. ПОЛОСОВЫЕ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В ПЛАСТИНАХ

Равновесные значения геометрических параметров формируются балансом в энергии (2.1) членов, связанных с неоднородностями внутренних состояний — доменных границ и неоднородной части магнитостатической энергии.

Форма и размеры доменов многофазного ПС в значительной степени зависят от внутренних состояний в доменах и ориентации векторов $\mathbf{M}^{(k)}$ относительно осей эллипсоида. Поэтому расчет равновесной структуры ПС является довольно сложной задачей и в каждом конкретном случае должен проводиться, вообще говоря, отдельно. Для многофазных доменных структур с $n > 2$ такие расчеты практически отсутствуют.

Существенно иная ситуация имеет место для двухфазного ПС. Как будет показано ниже, любая двухфазная доменная структура может быть эффективно описана моделью двухфазной доменной структуры ферромагнетика. Это позволяет использовать многочисленные результаты расчетов модельных доменных структур ферромагнетиков.

В приближении «тонкой» стенки плотность энергии магнетика с двухфазной регулярной доменной структурой будет слагаться из энергии однородных состояний в отдельных доменах, энергии доменных границ и магнитостатической энергии:

$$\Phi = \varphi(\mathbf{M}^{(1)}, L_v^{(1)}, 0, 0) \xi_1 + \varphi(\mathbf{M}^{(2)}, L_v^{(2)}, 0, 0) \xi_2 + \frac{\sigma S}{V} - \frac{1}{2V} \int \mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_M(\mathbf{r}) dV - (\mathbf{M}^{(1)} \xi_1 + \mathbf{M}^{(2)} \xi_2) \mathbf{H}, \quad (7.1)$$

где $\sigma(\mathbf{H}_M)$ — плотность энергии доменной границы, а S — суммарная площадь этих границ в магнетике.

Если период доменной структуры сравним с характерными размерами образца (нарушается неравенство $D \ll L$), то неоднородность внутреннего поля, связанная с неоднородностью размагничивающих полей $\mathbf{H}_M(\mathbf{r})$ уже существенна во всем объеме магнетика, и, вообще говоря, приводит к неоднородному распределению $\mathbf{M}^{(k)}$, $L_v^{(k)}$ в доменах. Однако, как правило, в пределах области существования доменной структуры изменение намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_α оказывается незначительным, т. е. для компонент \mathbf{M}_α в ПС

имеет место неравенство

$$(\mathbf{M}_\alpha)_i \gg \chi_{ij}^{(\alpha)} (\Delta \mathbf{H}_{\text{ПС}})_j, \quad (7.2)$$

где $\chi_{ij}^{(\alpha)}$ — компоненты тензора статической восприимчивости для отдельных подрешеток магнетика. Для ферромагнетика $\Delta \mathbf{H}_{\text{ПС}} = 8\pi \hat{N} |\mathbf{M}|$ и неравенство (7.2) сводится к условию $4\pi \chi_{ij} \ll 1$. Поскольку поперечные компоненты $\hat{\chi}$ в ферромагнетике обратно пропорциональны константе анизотропии β , последнее неравенство равносильно требованию большой величины фактора качества $Q = \beta/4\pi$. При спин-переориентационных переходах нередко $|\Delta \mathbf{M}| \ll |\mathbf{M}|$ и условие (7.2) оказывается более слабым. Если имеет место соотношение (7.2), неоднородностью спиновых состояний в доменах, даже в области $D \gg L$, можно пренебречь и считать, что в них по-прежнему реализуются состояния, соответствующие конкурирующим фазам индуцированного полем ФП. Таким образом, как и для регулярной доменной структуры, равновесные значения геометрических параметров ПС определяются минимизацией (7.1) при фиксированных значениях $\mathbf{M}^{(k)}$, $L_v^{(k)}$.

С помощью величин $\mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$ и $\mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi)$ (6.7) внутреннюю энергию эллипсоидального магнетика с двухфазной доменной структурой запишем в виде (6.8), а магнитостатическую энергию из (7.1) представим в следующей форме:

$$\frac{1}{2V} \int \mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_\mathbf{M}(\mathbf{r}) dV = 2\pi \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) \hat{N} \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) + \mathbf{H}' \mathbf{m}'(\mathbf{r}) + \frac{1}{2V} \int \mathbf{m}'(\mathbf{r}) \mathbf{h}_\mathbf{M}(\mathbf{r}) dV, \quad (7.3)$$

где мы ввели плотность распределения «ферромагнитного» момента $\mathbf{m}'(\mathbf{r})$ согласно соотношению

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) + \mathbf{m}'(\mathbf{r}), \quad (7.4)$$

магнитостатические поля $\mathbf{H}'_\mathbf{M}$ (6.14) и $\mathbf{h}_\mathbf{M}(\mathbf{r})$, создаваемые однородным эллипсоидом и разбитым на домены соответственно, и воспользовались теоремой взаимности⁴

$$\int \mathbf{H}'_\mathbf{M} \mathbf{m}'(\mathbf{r}) dV = \int \mathbf{h}_\mathbf{M}(\mathbf{r}) \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi) dV.$$

Используя представление о «вложенных» друг в друга эллипсоидах, первый член в (7.3) можно рассматривать как энергию размагничивающих полей однородно намагниченного эллипсоида с намагниченностью $\mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$, второй — как энергию эллипсоида с доменами намагниченности $\pm \mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi)$ (6.7) в магнитном поле, созданном первым эллипсоидом $\mathbf{H}_\mathbf{M}$, наконец, третий член описывает собственную энергию магнитостатических взаимодействий эллипсоида с доменной структурой. Подставляя (6.8) и (7.3) в (7.1), представим энергию (7.1) в виде (6.10), причем $\Delta \Phi$ функционально совпадает с энергией ферромагнетика с антипараллельной ориентацией $\vec{\mathbf{m}}$ в соседних доменах во «внешнем» поле $\tilde{\mathbf{H}}$ (6.13), записанной в приближении «тонкой» стенки,

$$\Delta \Phi = \frac{1}{2V} \int \mathbf{h}_\mathbf{M} \mathbf{m}'(\mathbf{r}) dV + \frac{\sigma(\mathbf{H}_\Pi) S}{V} - \tilde{\mathbf{H}} \mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi) (\xi_1 - \xi_2). \quad (7.5)$$

В выражении для $\Delta \Phi$ (7.5) энергии доменных границ можно придать следующий вид:

$$\Phi_{\text{дг}} = \frac{\sigma(\mathbf{H}_\Pi) S}{V} = 2\pi \mathbf{m}'^{(2)}(\mathbf{H}_\Pi) \tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi) g^{-1}, \quad (7.6)$$

где

$$\tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi) = \frac{\sigma(\mathbf{H}_\Pi)}{4\pi \mathbf{m}'^{(2)}(\mathbf{H}_\Pi)}, \quad g = \frac{V}{2S}. \quad (7.7)$$

Величина g имеет размерность длины и определяется только геометрическими факторами — формой и размерами образца и доменов. Напротив, величина $\tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi)$ является внутренней характеристикой доменосодержащего вещества и равна отношению плотности энергии доменных границ к энергии размагничивающих полей; $\tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi)$ также имеет размерность длины. Для ферромагнетика $|\mathbf{m}'| = M_0$ $\tilde{l}(0) = \sigma(0)/4\pi M_0^2$ — так называемая характеристическая длина. Поэтому по аналогии с ферромагнетиком назовем $\tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi)$ (7.7) также характеристической длиной. Из вышесказанного следует, что

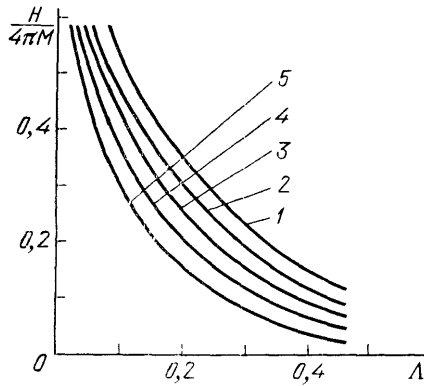


Рис. 8. Границы существования доменных структур в ферромагнитной пластине^{11, 89}.
1 — H_k , 2 — H_c , 3 — H^* , 4 — H_2 , 5 — H_{c2}

в доменах $\mathbf{M}^{(1)} \parallel \mathbf{n}$, $\mathbf{M}^{(2)} = -\mathbf{M}^{(1)}$ при изменении \mathbf{H} в области существования ПС изменяться не будут.

Для полосовой доменной структуры в ферромагнитной пластине уравнения для равновесных значений геометрических параметров получены в^{86, 88, 89}. В⁸⁹ показано, что переход полосовой доменной структуры в однородное состояние происходит путем неограниченного роста периода и размеров выгодной фазы и достигается в поле H^* ⁸⁶, определяемом системой параметрических уравнений

$$H^* = 4M \left[2 \operatorname{arctg} \frac{1}{u} - u \ln \left(1 + \frac{1}{u^2} \right) \right], \quad (7.9)$$

$$(1 + u^2) \ln(1 + u^2) - u^2 \ln u^2 = 2\Lambda.$$

Зависимость поля H^* от параметра $\Lambda = \tilde{l}/L$ (где L — толщина пластинки) представлена на рис. 8. Решением соответствующих магнитостатических задач можно получить энергию пластины с одиночными цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД) или решеткой ЦМД⁹⁻¹¹. Такие расчеты и анализ условий устойчивости цилиндрических доменов содержатся в монографиях и обзорах⁹⁻¹¹. Приведем граничные поля устойчивости одиночных ЦМД и решеток ЦМД как функции Λ (см. рис. 8). H_k — поле коллапса, H_2 — поле эллиптической неустойчивости одиночного ЦМД; H_c определяет поле, при котором период решетки ЦМД становится равным бесконечности и решетка переходит в систему изолированных ЦМД; H_{c2} — поле эллиптической неустойчивости решетки ЦМД.

Для всех значений параметра Λ граничные поля связаны неравенством

$$H_{c2} < H_2 < H^* < H_c < H_k < 4\pi M. \quad (7.10)$$

При $\Lambda \rightarrow 0$ все граничные поля стремятся к значению $4\pi M$. В области $\Lambda \gg 1$ граничные поля значительно меньше $4\pi M$. Здесь для них можно получить

задача об определении равновесных геометрических параметров модельной доменной структуры, состоящей из двух фаз, при произвольном спин-переориентационном переходе сводится к анализу энергии полидоменного ферромагнетика в эффективном поле смещения

$$H^{(D)} = (\mathbf{H} - \mathbf{H}_\Pi - 4\pi \mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi))\mu, \quad (7.8)$$

где μ — единичный вектор в направлении \mathbf{m} .

К настоящему времени $\Delta\varphi$ (7.5) подробно исследовано для полосовых и цилиндрических доменов в плоскопараллельных пластинах с нормалью \mathbf{n} параллельной легкой оси, в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ^{9-11, 86-89}. В этом случае \mathbf{H} меняется вдоль линии постоянного внутреннего поля $\{\mathbf{H} \mid 0\}$, поэтому внутренние состояния при изменении \mathbf{H} в области существования

явные выражения ⁸⁹:

$$\begin{aligned} H_{\kappa} &= 16Me^{-1/2}e^{-\Lambda}, \quad H_2 = 16 \cdot \frac{7}{3} e^{-11/6}e^{-\Lambda}, \quad H^* = 4Me^{1/2}e^{-\Lambda}, \\ H_c &= 32e^{-3/2}e^{-\Lambda}, \quad H_{c2} = 16Me^{-11/6}e^{-\Lambda}. \end{aligned} \quad (7.11)$$

Для расчета равновесных геометрических параметров двухфазных доменных структур в пластине в области спин-переориентационных переходов достаточно подставить значения \tilde{H} (6.13) и $\tilde{l}(\mathbf{H}_{\Pi})$ (7.7) в соответствующие уравнения, полученные для ферромагнитной пластины. Аналогичным образом решается вопрос о границах существования различных типов доменов, т. е. граничные поля ферромагнетика $\mathbf{H}_{\text{гр}}$ (7.10) совпадают с соответствующими граничными полями при спин-переориентационных переходах, выраженных в величинах эффективного поля $H^{(D)}$ (7.8). Отсюда для граничных полей при спин-переориентационных переходах получаем

$$H'_{\text{гр}} = (\mathbf{H}_{\Pi} + 4\pi\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\Pi}))\mu \pm H_{\text{гр}}; \quad (7.12)$$

нижние знаки описывают $\mathbf{H}'_{\text{гр}}$ со стороны низкополевой фазы, верхние — со стороны высокополевой фазы. Для $\mathbf{H}'_{\text{гр}}$ сохраняется неравенство (7.10), причем все граничные поля лежат внутри области промежуточного состояния, заданной в термодинамическом приближении выражениями

$$H'_1 = (\mathbf{H}_{\Pi} + 4\pi\mathbf{M}^{(1)}(\mathbf{H}_{\Pi}))\mu, \quad H'_2 = (\mathbf{H}_{\Pi} + 4\pi\mathbf{M}^{(2)}(\mathbf{H}_{\Pi}))\mu. \quad (7.13)$$

Обычно для доменной структуры в области спин-переориентационных переходов $\tilde{l} \ll L$. В этом случае $\mathbf{H}'_{\text{гр}}$ мало отличается от \mathbf{H}'_1 и \mathbf{H}'_2 (7.13) соответственно, и практически во всей области существования промежуточного состояния устойчива полосовая доменная структура, а ЦМД могут существовать в узкой окрестности вблизи полей \mathbf{H}'_1 и \mathbf{H}'_2 (7.13).

Рассмотрим подробнее вопрос о переходе пластины из однородного состояния в промежуточное. Для определенности будем исследовать переход из низкополевой фазы с намагниченностью $\mathbf{M}^{(1)}$ в ПС. Поскольку наличие доменных границ (не учитываемых в термодинамическом приближении) увеличивает энергию магнетика с доменной структурой, образование одиночных ЦМД будет происходить не в поле \mathbf{H}'_1 (7.13), где $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_{\Pi}$, а в некотором более высоком поле $H'_{1\kappa}$ (7.12) $> H'_1$, где уже $H^{(i)} > \mathbf{H}_{\Pi}$. Таким образом, в области существования одиночных ЦМД высокополевой фазы в низкополевой матрице внутреннее поле выше \mathbf{H}_{Π} , а значит, $\varphi_0(\mathbf{H})$ (6.10) может отличаться от $\varphi_0(\mathbf{H}_{\Pi})$ и изменяться с изменением \mathbf{H} . В легкоосном ферромагнетике с $Q \gg 1$, для которого получены границы существования ЦМД ⁹⁻¹¹, продольная восприимчивость равна нулю, поэтому ферромагнитной пластине в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ $\varphi_0(H) = \varphi_0(0)$ ($\mathbf{H}^{(i)} = 0$ — поле ФП1). В произвольном магнетике это не так, поэтому изменение $\varphi_0(\mathbf{H})$ с полем влияет на значения граничных полей существования ЦМД. В ⁹⁰ было предложено изменение $\varphi_0(\mathbf{H})$ учесть введением в (7.5) дополнительного «поля смещения», которое для рассматриваемой модели можно записать так:

$$H_A(\mathbf{H}) = \frac{\varphi_0(\mathbf{H}) - \varphi_0(\mathbf{H}_{\Pi})}{|\mathbf{m}'|}.$$

В силу неравенства (7.2) в данном случае H_A незначительно изменит величины граничных полей (7.12).

Вообще говоря, ФП1 может происходить и по некоторому немагнитному параметру ρ . Как показано в ⁹⁰, в этом случае наличие поля смещения H_A может привести к образованию ЦМД даже во внешнем поле, равном нулю.

Обсудим вопрос о доменной структуре в магнетиках, форма которых отличается от пластин. Поскольку размагничивающие поля определяются

нормальной к поверхности компонентой $\mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)$, для магнетиков, радиус кривизны поверхности которых значительно больше D , характеристическая длина будет различна в различных участках магнетика. Если обозначить через $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ единичный вектор нормали к поверхности в точке \mathbf{r} , то получим

$$\tilde{l}(\mathbf{r}) = \frac{\sigma(\mathbf{H}_\Pi)}{4\pi(\mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi) \mathbf{n}(\mathbf{r}))^2} = \tilde{l}(\mathbf{H}_\Pi) \frac{|\mathbf{m}(\mathbf{H}_\Pi)|^2}{(\mathbf{m}'(\mathbf{H}_\Pi) \mathbf{n}(\mathbf{r}))^2}.$$

Ясно, что теперь равновесны параметры доменной структуры, в том числе и период, будут различными в различных участках образца. В этой связи напомним, что условие регулярности доменной структуры (см. стр. 6) не предполагает строгой ее периодичности.

Как известно, в ферромагнетиках достаточной толщины имеет место ветвление доменной структуры у поверхности¹²¹. Модели ферромагнитных доменных структур с различными типами клиновидных доменов достаточно подробно изучены в^{8, 121–123}. Результаты этих работ с помощью регулярной процедуры, рассмотренной в данном разделе, можно использовать для анализа разветвленных доменных структур в области спин-переориентационных переходов.

8. РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА МАГНЕТИКА С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

При воздействии на образец с доменной структурой однородного переменного внешнего поля $h(t) \sim \exp(-i\omega t)$ в нем будут возникать неоднородные, вынужденные колебания векторов намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r})$. Эффективное поле, действующее на $\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r})$, складывается из внешнего поля $\mathbf{H} + \mathbf{h}(t)$, короткодействующих полей (обменного, анизотропного и т. п.), а также дальнедействующего поля магнитодипольного взаимодействия $\mathbf{H}_\text{М} + \mathbf{h}_\text{М}(t)$.

Переменная часть магнитостатического поля $\mathbf{h}_\text{М}(t)$ вызвана наличием переменных магнитостатических зарядов на поверхности образца и на доменных границах. Их наличие приводит к трем эффектам: возникновению дополнительной «жесткости» в спектре, неоднородному уширению линии и отличию в поляризациях полей $\mathbf{h}(t)$ и $\mathbf{h}_\text{М}(t)$.

К настоящему времени теоретическое исследование однородного резонанса в магнетиках с доменной структурой достаточно подробно проведено для ферромагнетиков¹⁰². Показано, что в эллипсоидальных ферромагнетиках с регулярной доменной структурой имеют место две «верхние» резонансные частоты (ω_1, ω_2), а также связанная с колебаниями доменных границ «низкая» частота (обычно радиочастотного диапазона) $\omega_3 \ll \omega_1, \omega_2$. Различие в резонансных частотах ω_1, ω_2 обусловлено колебаниями магнитных зарядов на доменных границах. Поскольку в ферромагнетике $|\mathbf{H}_\text{М}|$ и поле анизотропии $H_\text{А}$ имеют один порядок величины, а резонансная частота, вычисленная без учета размагничивающих полей, $\omega_0 \sim H_\text{А}$, то ω_1 и ω_2 , вообще говоря, могут существенно отличаться как от ω_0 , так и друг от друга. Такая же картина будет иметь место в ПС, связанном со спин-переориентационным переходом, для которого $\Delta\omega \sim |\mathbf{H}_\text{М}|$ сравнима с ω_0 . Если же $\Delta\omega \ll \omega_0$, то колебания магнитных зарядов на доменных стенках не оказывают ощутимого влияния на величины резонансных частот. В этом случае связь между колебаниями в различных доменах практически отсутствует. Поэтому резонансный спектр ПС будет состоять из резонансных частот каждой из сосуществующих фаз ω_i в поле \mathbf{H}_Π , а также спектра частот, соответствующих колебаниям, локализованным на доменных границах. Кроме того, если удастся реализовать в ПС периодическую полосовую доменную структуру с периодом D , то возникает дополнительная возможность возбуждения стоячих магнитостатических волн с длиной волны $\lambda \sim D$ в отдельных доменах. При произвольном изменении внешнего поля внутреннее поле в ПС будет изме-

няться в соответствии с соотношением (30), принимая одно из значений из области \mathbf{H}_Π . При этом зависимость резонансных частот от \mathbf{H} будет определяться зависимостью $\mathbf{H}_\Pi(\mathbf{H})$, а отношение их интенсивностей пропорционально отношению долей фаз ξ_k . Только при изменении \mathbf{H} в одной из областей постоянного внутреннего поля $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$ имеет место независимость резонансных частот от внешнего поля. Как показано выше, положение областей $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$ в ПС задается размагничивающими полями, создаваемыми поверхностью образца. Поэтому зависимость резонансных частот от внешнего поля существенным образом определяется формой магнетика. Поскольку резонансная частота ЯМР $\omega_{\text{ЯМР}}$ определяется величиной внутреннего поля $\mathbf{H}^{(i)}$, все вышесказанное остается в силе для характера возбуждения частот ЯМР и зависимости $\omega_{\text{ЯМР}}(\mathbf{H})$ в ПС.

Экспериментально магнитный резонанс в ПС подробно исследован для спин-флоп-перехода в легкоосных антиферромагнетиках MnF_2 ^{21, 54}, $\text{CuCl}_2 \times 2\text{H}_2\text{O}$ ^{17, 18, 51, 52}, NiNO ⁵⁶, а также в ортоферрите ErFeO_3 , в области метаманитного перехода^{53, 57, 58}.

В работах^{52-54, 57, 58}, где реализовались условия $\mathbf{H}_\Pi = \text{const}$ наблюдалась независимость частот магнитного резонанса от внешнего поля во всей

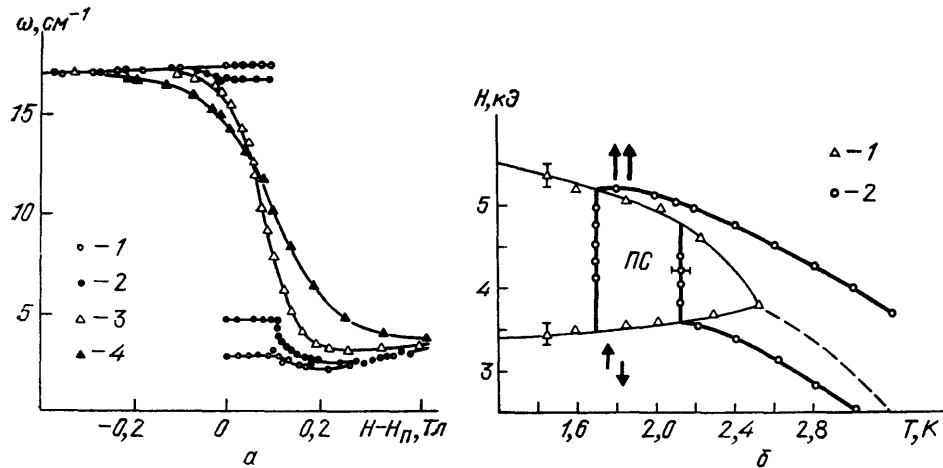


Рис. 9. Зависимость частот магнитного резонанса в ПС.

a — Пластина MnF_2 в области спин-флоп-перехода для различных углов ψ ⁵⁴: 1 — $0 \pm 5'$, 2 — $10'$, 3 — $20'$, 4 — $40'$ (ФПН имеет место при $\psi \leq 18'$). b — Ортоферрит ErFeO_3 сферической формы в области метаманитного перехода⁵³: 1 — границы ПС; штриховой линией отмечена линия ФПН; 2 — температурная зависимость резонансных полей на частоте $\omega_0 = 50,0 \text{ ГГц}$

области существования ПС. На рис. 9, a приведена зависимость частот антиферромагнитного резонанса в ПС при спин-флоп переходе для пластины MnF_2 ⁵⁴. В области ПС ($\psi \leq 18'$) наблюдается независимое возбуждение частот АФМР в отдельных фазах доменной структуры и ω_i не зависит от \mathbf{H} (\mathbf{H} меняется вдоль линии $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_\Pi\}$). В⁵³ исследовался магнитный резонанс в ПС при метаманитном фазовом переходе в ErFeO_3 . В⁵³ использовался тот факт, что резонансные частоты зависят не только \mathbf{H} , но и от других внешних параметров, например, от температуры. На (ω, H, T) -диаграмме плоскости $\omega = \text{const}$ пересекаются с поверхностями резонансных частот $\omega_i(H, T)$ вдоль некоторых линий $H_{pi}(T)$. Это обстоятельство позволяет применить температурную развертку вместо частотной, т. е. при фиксированной частоте ω_0 определить линии $H_{pi}(T)$. В⁵³ использовалась частота $\omega_0 = 50,0 \text{ ГГц}$, которая в ErFeO_3 является резонансной как для антиферромагнитной $T = T_{\text{АФМ}}$, так и ферромагнитной $T = T_{\text{ФМ}} > T_{\text{АФМ}}$ фаз в области температур, где имеет место ФПН. На $H - T$ диаграмме (рис. 9, b) в области ПС наблюдалась независимость резонансной частоты для каждой из сосущей

ствующих фаз. На рис. 10 приведена полевая зависимость частот ЯМР на ядрах Fe^{57} в окрестности метамагнитного фазового перехода в ErFeO_3 . В области ПС наблюдается независимость частот ЯМР от внешнего поля.

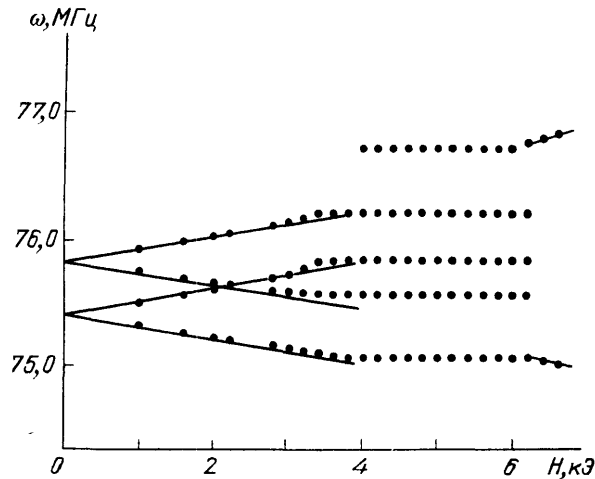


Рис. 10. Зависимость частот ЯМР на ядрах Fe^{57} от внешнего поля в области метамагнитного перехода в ErFeO_3 при $T = 2\text{K}$.

В работах ^{17, 18, 52, 55} исследования проводились на образцах неэллипсоидальной формы. Здесь условие $\mathbf{H}_\Pi = \text{const}$ недостижимо, поэтому наблюдалась зависимость резонансных частот от внешнего поля.

9. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В РОМБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Переходя к анализу ПС при конкретных индуцированных внешним магнитным полем ФП, приведем регулярную процедуру теоретического исследования таких доменных структур:

1) Решением системы уравнений (4.1), (4.2) определяется область ФП \mathbf{H}_Π , $\tau_{i\Pi}$ и равновесные состояния в конкурирующих фазах. Совместным решением уравнений (4.2), (4.3) и (4.4) определяется область существования доменов, структура ПС.

2) Стандартным методом ¹ проводится расчет характеристических параметров плотности энергии уединенных доменных границ с заданными граничными условиями $\mathbf{M}^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$, $L_v^{(k)}(\mathbf{H}_\Pi)$.

3) Для выбранного модельного распределения доменов отдельных фаз проводится расчет магнитостатической энергии образца заданной формы, после чего равновесные геометрические параметры определяются минимизацией энергии (2.1).

4) Полученные в термодинамическом приближении (см. раздел 4) зависимости \mathbf{H}_Π и равновесных состояний в доменах от внешнего поля позволяют исследовать динамику и определить резонансные свойства магнетика с доменной структурой.

Рассмотрим сначала двухфазные доменные структуры на примере доменов в ромбическом ферромагнетике и доменов в области спин-флоп перехода в ромбическом антиферромагнетике (см. раздел. 10).

Для ромбического ферромагнетика энергия (3.4) имеет следующий вид ⁸³:

$$\Phi = \frac{\beta}{2} M_x^2 + \frac{\beta'}{2} M_y^2 - \mathbf{H}\mathbf{M}. \quad (9.1)$$

При $\beta' > \beta > 0$ ось Oz является осью преимущественного намагничивания, а Ox — средняя ось. Если \mathbf{H} лежит в плоскости x, z (пусть ψ — угол между \mathbf{H} и Oz), то устойчивому состоянию системы соответствует расположение \mathbf{M} также в плоскости x, z (обозначим через θ угол между \mathbf{M} и Oz). С учетом

вышесказанного потенциал (8.1) перепишем так:

$$\Phi = \frac{\beta M^2}{2} \sin^2 \theta - HM \cos(\theta - \psi). \quad (9.2)$$

Анализ потенциала (9.2) дает следующие результаты⁸³. Линией ФП является отрезок прямой

$$H_{z\Pi} = 0, \quad |H_{x\Pi}| \leq H_K, \quad H_K = \beta M_0. \quad (9.3)$$

Точки $\mathbf{H}(\pm H_K, 0)$ являются критическими точками ФП. Равновесные состояния в конкурирующих фазах задаются следующим уравнением:

$$\cos \theta_{1,2} = \pm \left[1 - \left(\frac{H_{x\Pi}}{H_K} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9.4)$$

Отсюда намагниченность на линии фазового перехода равна

$$\begin{aligned} M_x^{(1)} = M_x^{(2)} &= \frac{H_{x\Pi}}{\beta}, \\ M_z^{(1)} = -M_z^{(2)} &= M_0 \left[1 - \left(\frac{H_{x\Pi}}{H_K} \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Образование ПС означает, что в системе реализуются только термодинамически устойчивые состояния, т. е. в объеме магнетика метастабильные

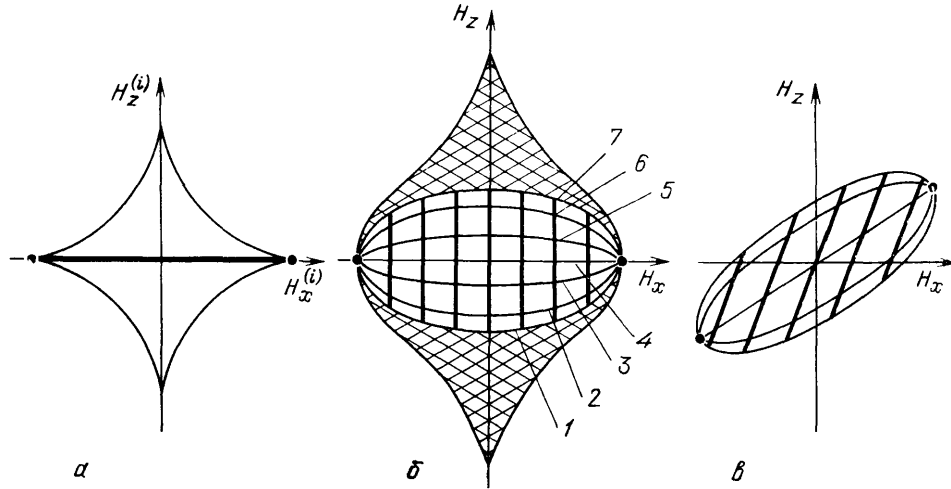


Рис. 11. Фазовая диаграмма ромбического ферромагнетика эллипсоидальной формы. *a* — В компонентах внутреннего поля, *б, в* — В компонентах внешнего поля (*б* — $N_{xz} = 0$, *в* — $N_{xz} \neq 0$). На рис. *б* двойной штриховкой выделена область перестройки структуры 360°-ных доменных границ (см. раздел 12), жирные линии — для постоянного внутреннего поля, тонкими линиями отмечены области постоянных долей фаз: 1 — $\{\mathbf{H} | 1; 0\}$, 2 — $\{\mathbf{H} | 7/8; 1/8\}$, 3 — $\{\mathbf{H} | 5/8; 3/8\}$, 4 — $\{\mathbf{H} | 1/2; 1/2\}$, 5 — $\{\mathbf{H} | 3/8; 5/8\}$, 6 — $\{\mathbf{H} | 1/8; 7/8\}$, 7 — $\{\mathbf{H} | 0; 1\}$

состояния не образуются. Однако в области существования метастабильных состояний имеет место характерная перестройка доменных границ (см. раздел 12), поэтому для исследуемых систем будем приводить уравнения для линий лабильности. В данном случае граница существования метастабильных состояний, определяется из системы уравнений $d\Phi/d\theta = 0$, $d^2\Phi/d\theta^2 = 0$, и на фазовой плоскости $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}$ (рис. 11) представляет собой астроиду⁸³

$$H_x^{2/3} + H_z^{2/3} = H_K^{2/3}. \quad (9.6)$$

Определив область \mathbf{H}_Π (9.3) и равновесные состояния в конкурирующих фазах (9.5), воспользуемся уравнением (4.3) для описания доменной структуры. Будем считать, что магнетик представляет собой эллипсоид, одна из главных осей которого совпадает с осью Oy . В этом случае исключается

наличие размагничивающих полей вдоль оси Oy , и, следовательно, область существования промежуточного состояния находится в фазовой плоскости H_x, H_z . Уравнение (4.3) имеет такой вид:

$$\begin{aligned} H_x &= H_{x\Pi} (1 + Q^{-1} N_{xx}) + 4\pi N_{xz} M_0 (2\xi_1 - 1) \left[1 - \left(\frac{H_{x\Pi}}{H_K} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ H_z &= Q^{-1} N_{xz} H_{x\Pi} + 4\pi N_{zz} M_0 \left[1 - \left(\frac{H_{x\Pi}}{H_K} \right)^2 \right]^{1/2}; \end{aligned} \quad (9.7)$$

здесь введен фактор качества $Q = \beta/4\pi$. Система уравнений (9.7) вместе с (9.3) и (9.5) однозначно определяет $\xi_1, \xi_2, H_{\Pi}, M_1(H_{\Pi}), M_2(H_{\Pi})$ как функции внешнего поля.

Границы существования доменной структуры задаются подстановкой в (9.7) значений $\xi_1 = 0; 1$ и описываются уравнением эллипса

$$\begin{aligned} [(Q + N_{xx}) H_z - N_{xz} H_x]^2 + (N_{zz} H_x - N_{xz} H_z)^2 &= A^2, \\ A &= (Q + N_{xx}) Q^{-1} N_{zz} - Q^{-1} N_{xz}^2. \end{aligned} \quad (9.8)$$

Исключая ξ_1 из системы (9.7), получаем уравнения для областей $\{H | H_{\Pi}\}$, которые в данном случае представляют собой семейства параллельных прямых

$$N_{zz} H_x - N_{xz} H_z = H_{\Pi x} [N_{zz} + Q^{-1} (N_{xx} N_{zz} - N_{xz}^2)]. \quad (9.9)$$

Прямые (9.9) составляют с осью H_z угол $\varphi = \arctg (N_{xz}/N_{zz})$. Уравнения для линий постоянных долей фаз $\{H | \xi_1, \xi_2\}$ представляют собой семейство эллипсов

$$[(Q + N_{xx}) H_z - N_{xz} H_x]^2 (2\xi_1 - 1)^{-2} + (N_{xz} H_x - N_{zz} H_z)^2 = A^2. \quad (9.10)$$

При $\xi_1 = \xi_2 = 1/2$ эллипсы (9.10) вырождаются в прямую

$$(Q + N_{xx}) H_z = N_{xz} H_x, \quad (9.11)$$

которая составляет с осью H_z угол

$$\varphi' = \arctg \frac{Q + N_{xx}}{N_{xz}}.$$

Естественно, что $\{H | 1; 0\}$ и $\{H | 0; 1\}$ описываются уравнением (9.8). Все линии $\{H | \xi_1, \xi_2\}$ (9.10) имеют две общие точки

$$H_x = \pm H_K (1 + Q^{-1} N_{xx}), \quad H_z = \pm Q^{-1} N_{xz} H_K \quad (9.12)$$

и задают значения внешнего поля, при которых $H^{(0)}$ равно критическому. Это общее свойство критических точек ФП обсуждалось выше (см. с. 59).

На рис. 11 изображена область существования ПС для эллипсоидов с $N_{xz} = 0$ (б) и $N_{xz} \neq 0$ (б). Как отмечалось выше, при изменении внешнего поля в областях $\{H | H_{\Pi}\}$ в промежуточном состоянии имеет место только процесс смещения доменных границ. Из рис. 11 ясно, что в эллипсоидальном магнетике с главными осями, совпадающими с магнитными $N_{xz} = 0$ при $H \parallel$ легкой оси в области существования доменной структуры эволюция доменной структуры происходит за счет смещения доменных границ. Если же главные оси эллипсоида не совпадают с магнитными ($N_{xz} \neq 0$) даже в поле $H \parallel$ легкой оси, вместе со смещением доменных границ должен идти процесс вращения M в доменах.

Все вышесказанное относится и к ферромагнетикам, имеющим форму пластины с легкой осью, отклоненной от нормали на угол α . В этом случае $N_{xx} = \sin^2 \alpha$, $N_{zz} = \cos^2 \alpha$, $N_{xz} = -\sin \alpha \cos \alpha$, а линии постоянного внутреннего поля составляют с осью H_z угол $\varphi = -\alpha$.

Рассмотренные выше фазовые диаграммы ромбического ферромагнетика с ДС содержат только компоненты магнитного поля.

В качестве иллюстрации влияния немагнитного параметра на ПС магнетика рассмотрим ДС ромбического ферромагнетика при конечных температурах. Как и выше будем полагать, что вектор \mathbf{H} расположен в плоскости, образованной легкой (Oz) и средней (Ox) осями. В этом случае равновесные состояния магнетика определяются минимизацией свободной энергии

$$F = \frac{1}{2} \delta M_0^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} \beta M_0^2 \sigma^2 \sin^2 \theta - H M_0 \sigma \cos(\theta - \psi) - k_B T \eta(\sigma), \quad (9.13)$$

где δ — константа обменного взаимодействия, $\eta(\sigma)$ — энтропия, k_B — постоянная Больцмана.

Можно показать¹³⁶, что при фиксированной температуре $T < T_c$ (T_c — температура Кюри) на $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}$ -фазовой диаграмме отрезок прямой

$$|H_x^{(i)}| < \beta M_0 \sigma(T) = H_A \sigma(T), \quad H_z^{(i)} = 0 \quad (9.14)$$

является линией ФП, на которой сосуществуют фазы с $\theta_1 = \arcsin(H_x^{(i)}/H_K \sigma(T))$ и $\theta_2 = \pi - \theta_1$, а $\sigma(T)$ является корнем уравнения

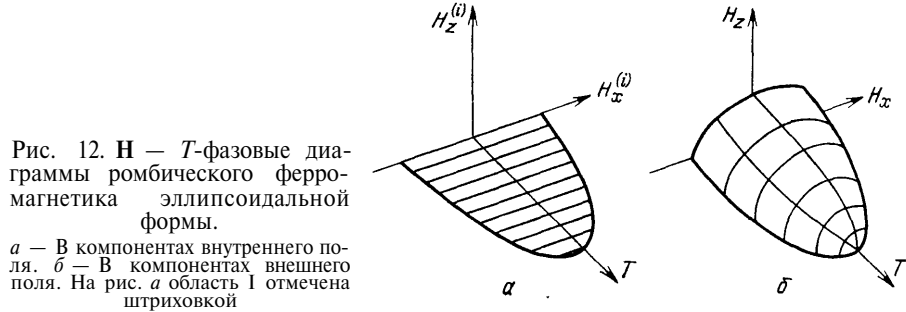
$$(\delta + \beta) \sigma = -k_B T \frac{d\eta}{d\sigma}(\sigma). \quad (9.15)$$

На $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}, T$ -фазовой диаграмме (рис. 12, а) область ФП выделена штриховкой, а линия

$$H_x = \pm H_A \sigma(T) \quad (9.16)$$

представляет собой линию критических точек ФП.

Из вышесказанного следует, что для описания ДС при конечных температурах достаточно в соотношениях (9.7)–(9.12) сделать замену $M_0 \rightarrow$



$\rightarrow M_0 \sigma(T)$, $H_K \rightarrow H_K \sigma(T)$. Очевидно, что при этом сохраняются все рассмотренные выше (при $T = 0$) особенности ПС. Для эллипсоидального образца на H_x, H_z, T -фазовой диаграмме область существования ПС ограничена поверхностью, сечения которой плоскостями $T = \text{const}$ представляют собой эллипсы (рис. 12, б). Если главные оси эллипсоида совпадают с магнитными осями, то на H_x, T -фазовой диаграмме для границы ПС получаем

$$H_{1,2} = \mp 4\pi N_{zz} M_0 \sigma(T). \quad (9.17)$$

На H_x, T -фазовой диаграмме граница ПС описывается уравнением

$$H_{1,2} = \mp (\beta + 4\pi N_{xx}) M_0 \sigma(T). \quad (9.18)$$

На (H_z, T) -фазовой диаграмме область существования ПС представляет собой область постоянного внутреннего поля с $\mathbf{H}_n = 0 - \{\mathbf{H}, T | 0\}$. В этом случае эволюция ПС в магнитном поле происходит только за счет перераспределения долей фаз (процесс смещения ДГ), а магнитная восприимчивость определяется только формой образца (см. (6.21)). На H_x, T -фазовой диаграмме ПС есть область постоянных долей фаз с $\xi_1 = \xi_2 = 1/2$. Здесь эволюция ПС в магнитном поле осуществляется только за счет изменения состояния

в доменах (процесс вращения), а магнитная восприимчивость равна

$$\chi = \frac{1}{\beta + 4\pi N_{xx}} \quad (9.19)$$

и определяется не только формой образца, но и характером изменения равновесных состояний в области ФП. В поле $\mathbf{H} \parallel O_z$ ФП в однородное состояние на линии (9.17) осуществляется за счет полного вытеснения невыгодной фазы. При $\mathbf{H} \parallel O_x$ переход в однородное состояние связан с потерей разлечения между состояниями в отдельных доменах. На рис. 13 приведены экспериментальные результаты для границ ПС в поле \mathbf{H} , параллельном (а) и перпендикулярном (б) легкой оси. Как видно на рис. 12, б фазовый переход из ПС в однородное состояние имеет место в конечных полях при любой ориентации \mathbf{H} .

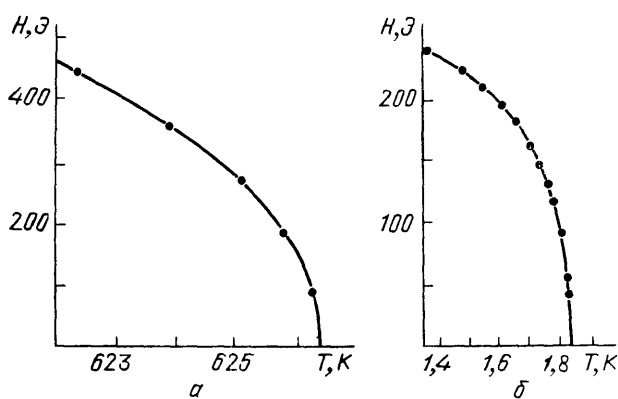


Рис. 13. H, T -диаграммы сферических образцов никеля ($\mathbf{H} \parallel$ легкой оси) ¹⁴¹ (а) и $\text{Cu}(\text{MnH}_4)_2 \times \text{Br}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ($\mathbf{H} \perp$ легкой оси) ¹⁴² (б)

В конце 60-х годов пробудился интерес к вопросу о характере H, T -диаграмм ферромагнетиков в окрестности температуры Кюри. Из теории самосогласованного поля известно, что в неограниченном изотропном ферромагнетике на H, T -фазовой диаграмме точка Кюри является изолированной точкой ФП II ⁸³. Действительно, в любом конечном поле ферромагнитная и парамагнитная фазы имеют одинаковую симметрию. В этой связи говорят о размывании ФП магнитным полем. В работе ¹³⁷ впервые наблюдалось сингулярное поведение ферромагнетика в ненулевом поле в окрестности T_c . Теоретическое объяснение этому явлению было дано в рамках модели изотропного ферромагнетика. В ¹³⁸ было показано, что равновесная энергия такого магнетика даже при учете диполь-дипольного взаимодействия в термодинамическом пределе не зависит от формы образца. С другой стороны, энергия размагничивания однородно намагниченного ферромагнетика существенно образом зависит от формы магнетика и направления \mathbf{M} в нем. Отсюда следует, что равновесное состояние изотропного ферромагнетика при $\mathbf{H} = 0$ не является однородным, ¹³⁹ причем масштаб неоднородности существенно меньше характерных размеров образца. В ¹³⁹ было высказано предположение, что наблюдаемый в окрестности T_c ФП в ненулевом поле является фазовым переходом из неоднородного состояния в однородное. Эта гипотеза нашла надежное подтверждение в многочисленных экспериментальных и теоретических работах ^{75-77, 140}.

Отметим, что в обсуждаемых выше переходах анизотропия играет определяющую роль. В отличие от бесконечнократного вырождения основного состояния в изотропной модели, в анизотропном ферромагнетике при $\mathbf{H}^{(i)} = 0$ имеется лишь конечное число устойчивых состояний (фаз), между которыми в магнитном поле происходят ФП. На $\mathbf{H}^{(i)}, T$ -фазовых диаграммах ферромагнетика содержатся области ФП, ограниченные линиями критических точек, которые фактически являются линиями ФП и заканчиваются в

T_c^*). В ферромагнетиках конечных размеров наличие индуцированных полем ФП и размагничивающее действие поверхности магнетика приведет к образованию ПС, что в свою очередь является причиной существования в конечных полях фазовых переходов из ПС в однородное состояние, причем при произвольных направлениях \mathbf{H} .

Следует иметь в виду, что в слабоанизотропных ферромагнетиках (например, в некоторых кубических) ДС может иметь нерегулярный характер: в силу малости анизотропии может нарушиться неравенство $D \gg x_0$, при этом теряется различие между доменом и его стенкой. В этой связи неоднородное состояние изотропного ферромагнетика можно рассматривать как предельный случай анизотропного ферромагнетика с исчезающей малой энергией анизотропии E_A : при $E_A \rightarrow 0$ уширением доменных границ во всем объеме магнетика установится сложное неоднородное распределение $\mathbf{M}(r)$. Кроме того, неравенство $D \gg x_0$, уже по другой причине (см. заключение), нарушается в окрестности линий окончания ФП (линий ФПП). Особенности ДС в этой области изучены в ⁷⁵⁻⁷⁷.

Подводя итог вышесказанному, можно утверждать, что в ферромагнетиках конечных размеров образование ДС приводит к наличию фазовых переходов в окрестности T_c в конечных полях при произвольной ориентации внешнего поля. Исключение составляют магнетики предельных форм (тонкие пластины и длинные цилиндры). При определенной ориентации кристаллографических осей ПС в таких магнетиках может не образовываться, что приведет к размытию фазового перехода внешним полем.

10. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ОБЛАСТИ СПИН-ФЛОП-ПЕРЕХОДА

Рассмотрим двухподрешеточный ромбический антиферромагнетик без взаимодействия Дзялошинского (системы $\bar{1}(-)$, $t(-)$ по классификации Е. А. Турова ¹⁰³). Основное состояние такого антиферромагнетика в магнитном поле, отклоненном в плоскость, образованную легкой и средней осями (плоскость x, z) изучалось в работах ¹⁰⁴⁻¹¹². Как показано в ¹¹¹, если обменные взаимодействия существенно превышают релятивистские, то для описания магнитных свойств в окрестности спин-флоп перехода в энергии анизотропии Φ_A достаточно удерживать следующие члены:

$$\frac{1}{2\lambda} \Phi_A = -B_1 l_z^2 - B_2 l_z^4 - (B_4 - \beta) m_z^2, \quad (10.1)$$

где $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ — вектор антиферромагнетизма, $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ — вектор суммарной намагниченности, $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ — вектора намагниченностей подрешеток, $|\mathbf{M}_\alpha| = M_0$, λ — величина междошрешеточного обменного взаимодействия.

При $B_1 + B_2 > 0$ ось Oz является легкой осью. За исключением весьма частных соотношений между константами анизотропии различных порядков (по этому поводу см., например, ¹¹²) устойчивому состоянию системы в магнитном поле, расположенном в плоскости x, z соответствует размещение \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 в этой же плоскости. Вне окрестности точки Морина обычно $B_1 \gg \gg B_2$. В этом случае после минимизации по \mathbf{m} энергию антиферромагнетика можно представить в виде

$$F = \frac{1}{H_\Pi^2} \Phi = \frac{1}{2} a \sin^2 2\theta - (h_z - 1) \cos 2\theta - h_x \sin 2\theta, \quad (10.2)$$

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{H}}{H_\Pi}, \quad H_\Pi = 2\lambda B_1^{1/2} M_0, \quad a = \frac{B_2}{B_1} + \frac{\beta}{\lambda},$$

θ — угол между \mathbf{l} и осью Oz .

*) Рассматривается ситуация, когда при $\mathbf{H} = 0$ и $T = T_c$ имеет место ФПП.

Функциональное совпадение потенциала (10.2) с энергией ромбического ферромагнетика (9.2) позволяет воспользоваться представленными в п. 9 результатами. Для этого достаточно в соотношениях (9.2) — (9.4), (9.6) произвести замену $H_x \rightarrow h_x$, $H_z \rightarrow h_z - 1$, $\beta \rightarrow a$. Ясно, что фазовая диаграмма ромбического антиферромагнетика, изображенная в координатах $h_x, h_z - 1$,

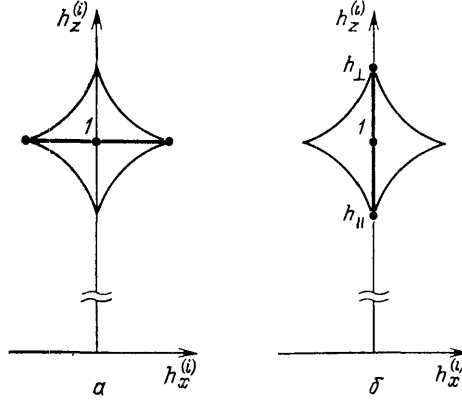


Рис. 14. Фазовые диаграммы ромбического антиферромагнетика в компонентах внутреннего поля.
а — Для $a > 0$. б — Для $a < 0$

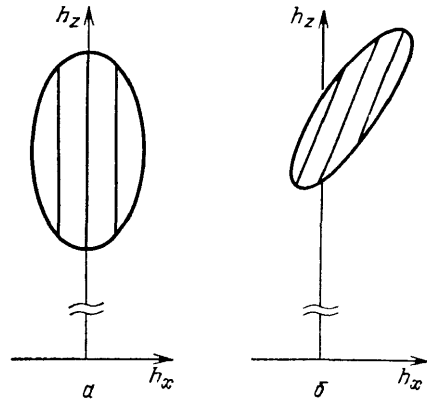


Рис. 15. Фазовые диаграммы ромбического антиферромагнетика эллипсоидальной формы с $a > 0$.
а — $N_{xz} = 0$. б — $N_{xz} \neq 0$

совпадает с соответствующей H_x, H_z -диаграммой ромбического ферромагнетика. В частности, область существования метастабильных состояний ограничена астроидой, точки заострения которой имеют такие координаты

$$(-a; 1), (a; 1), \quad (10.3)$$

$$(0; h_{\parallel}), (0; h_{\perp}), \quad (10.4)$$

где $h_{\parallel} = 1 - a$, $h_{\perp} = 1 + a$.

При $a > 0$ линия ФП представляет собой отрезок прямой $h_z = 1$, $|h_x| \leq a$ (рис. 14, а), на котором сосуществуют фазы с различными значениями компонент m_z^{111} :

$$m_z^{(1), (2)} = m_{0z} \pm m_{1z} = (B_1 + B_2)^{1/2} [1 \pm (1 - v^2)]^{1/2}, \quad (10.5)$$

$$m_x^{(1)} = m_x^{(2)} = m_{0x} = (B_1 + B_2)^{1/2} v, \quad v = \frac{h_x}{a}.$$

При $a < 0$ линией ФП является отрезок прямой $h_x = 0$, $|h_z - 1| \leq |a|$ (рис. 14, б), на котором сосуществуют состояния с l , отклоненными от легкой оси на углы $\pm \theta$. Эти состояния имеют противоположные значения m_x

$$m_x^{(1)} = -m_x^{(2)} = \left[\frac{(h_z - h_{\parallel})(h_{\perp} - h_z)}{h_{\perp} - h_{\parallel}} \right]^{1/2}, \quad m_z^{(1)} = m_z^{(2)} = \frac{h_z - h_{\parallel}}{h_{\perp} - h_{\parallel}}. \quad (10.6)$$

Наличие на линиях ФП состояний с различными значениями вектора \mathbf{m} приводит к образованию в области спин-флоп перехода ПС.

Для эллипсоидального образца с $a > 0$ уравнение (4.3) запишется так:

$$h_x = (a + q^{-1}N_{xx})v + q^{-1}N_x(\xi_1 - \xi_2)(1 - v^2)^{1/2} + q^{-1}N_{xz}, \quad (10.7)$$

$$h_z = q^{-1}N_{xz}v + q^{-1}N_{zz}(\xi_1 - \xi_2)(1 - v^2)^{1/2} + 1 + q^{-1}N_{zz}q = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (10.8)$$

Соотношения, определяющие структуру ПС антиферромагнетика аналогичны соотношениям (9.7) — (9.10), полученным для ромбического ферро-

магнетика. На рис. 15 построены область существования ПС ромбического антиферромагнетика эллипсоидальной формы ($a > 0$) с $N_{xz} = 0$ (а) и $N_{xz} \neq 0$ (б). В отличие от ферромагнетика, здесь область существования ПС смещена вдоль оси h_z ($N_{xz} = 0$), а при $N_{xz} \neq 0$ еще и вдоль оси h_x . Чтобы понять это, обратимся к введенному выше представлению о «вложенных» эллипсоидах. Ромбический антиферромагнетик с доменной структурой в области спин-флоп перехода можно рассматривать как однородно намагниченный магнетик с намагниченностью \mathbf{m}_0 (10.5) и равный ему по форме с «ферромагнитными» доменами, имеющими намагниченность $\pm \mathbf{m}_1$ (10.5). Можно ска-

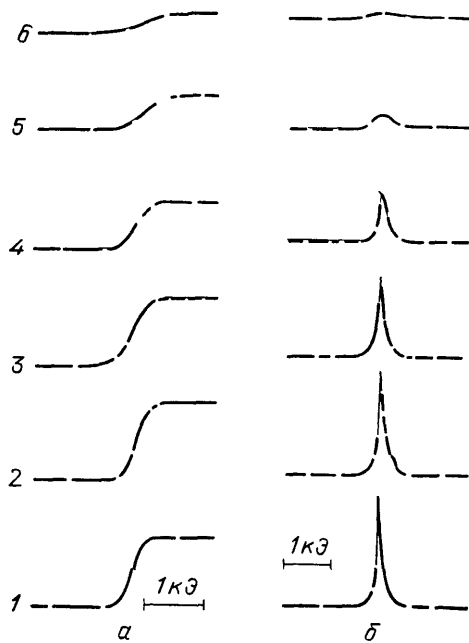


Рис. 16. Осциллограммы продольной составляющей намагниченности (а) и магнитной восприимчивости (б) в NiWO_4 в области спин-флоп-перехода для различных углов ψ ⁴²
1 — 10', 2 — 32', 3 — 54', 4 — 74', 5 — 98',
6 — 120' (при $\psi \leq 72'$ имеет место ФП)

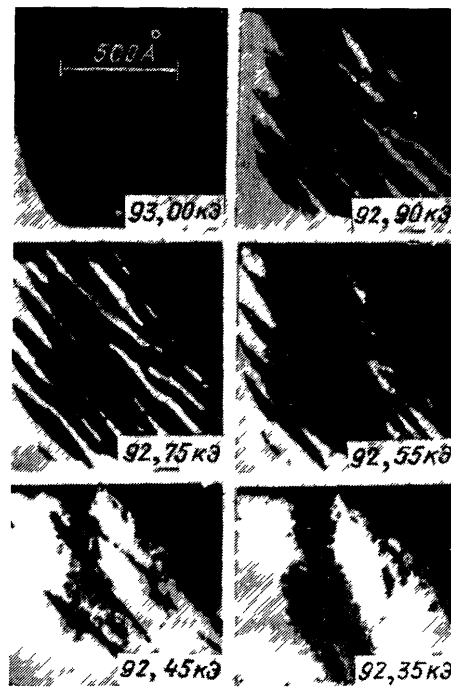


Рис. 17. Фотографии доменной структуры в области спин-флоп-перехода в пластине MnF_2 .
Темные области — спин-флоп-фаза, светлые — антиферромагнитная фаза

зать, что эллипсоид с «ферромагнитными» доменами испытывает действие дополнительного «внешнего» поля, $\mathbf{h}_0 = 4\pi\hat{N}\mathbf{m}_0$ созданного намагниченностью \mathbf{m}_0 (10.5). Это и приводит к смещению области ПС.

Экспериментальные исследования ПС при спин-флоп переходе проводились в MnF_2 ^{19-21, 52}, CoF_2 ³⁸, $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ^{17, 18, 51}, CdAlO_3 ^{39, 40}, $\text{MnCl}_2 \times 4\text{H}_2\text{O}$ ⁴¹, NiWO_4 ⁴², $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ ⁴³. На рис. 6, 7 приведена зависимость намагниченности $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ¹¹ и MnF_2 ¹⁵ в области спин-флоп перехода в магнитном поле, параллельном легкой оси. Параметры ПС при спин-флоп переходе в наклонном поле исследовались в легкоосном антиферромагнетике NiWO_4 ⁴² (рис. 16). В полном соответствии с теорией в интервале $|\psi| \leq 72'$ $\chi_{\text{ПС}} = 1/4\pi N$ не меняется, а скачок намагниченности монотонно падает с ростом ψ (см. формулы (6.19) и (10.5))

На рис. 17 приведены фотографии доменной структуры в области спин-флоп-перехода для пластины MnF_2 ²¹.

11. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ОРТОФЕРРИТОВ В ОБЛАСТИ СПОНТАННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Свойства ПС с многофазной доменной структурой ($n > 2$) рассмотрим на примере ортоферрита в области плавной спиновой переориентации (a , c -переориентации). Плотность энергии (3.4) для ортоферрита в этой области равна ^{97,113,116}

$$\Phi = K_2 \sin^4 \theta + (K_1 - K_2) \sin^2 \theta - \mathbf{Hm}, \quad (11.1)$$

K_1 , K_2 — эффективные константы анизотропии, выражающиеся через постоянные анизотропии, взаимодействия Дзялошинского и обмена, θ — угол между вектором спонтанной намагниченности \mathbf{m} и осью c .

В изученных редкоземельных ортоферритах a , c -переориентация происходит плавно в определенном температурном диапазоне ⁹⁷. Такой процесс описывается потенциалом (11.1) с $K_2 > 0$. В отсутствие поля область плавной спиновой переориентации реализуется в диапазоне температур, где $-K_2 < K_1$ ($T < K_2$), причем в равновесном состоянии

$$\cos 2\theta = \frac{K_2}{K_1}. \quad (11.2)$$

Если $\mathbf{H} \parallel c$, то угловая фаза существует при $K_1 < K_2$, $|\mathbf{H}| < |H_c^{(h)}|$, где

$$H_c^{(h)} = \pm 2(K_1 - K_2)m, \quad (11.3)$$

a равновесные состояния θ в угловой фазе задаются уравнением

$$\cos^3 \theta - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{K_1}{K_2}\right) \cos \theta - \frac{Hm}{4K_2} = 0. \quad (11.4)$$

Аналогичным образом для $\mathbf{H} \parallel a$ можно получить следующие результаты. Область существования угловой фазы $K_1 > -K_2$, $|\mathbf{H}| < |H_a^{(h)}|$, где

$$H_a^{(h)} = \pm 2(K_1 + K_2)m, \quad (11.5)$$

a θ определяется уравнением

$$\sin^3 \theta - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{K_1}{K_2}\right) \sin \theta - \frac{Hm}{4K_2} = 0. \quad (11.6)$$

В соответствии с доказанным выше общим положением рассмотренные здесь области существования угловых фаз представляют собой поверхности ФП, индуцированных внешним полем. Действительно, например, при $\mathbf{H} \parallel a$ в области, ограниченной прямыми (11.5), состояния ортоферрита в угловой фазе, заданной уравнением (11.6), двукратно вырождены: решением (11.6) является θ и $\pi - \theta$. Магнитное поле $\mathbf{H} \parallel c$ снимает это вырождение: энергетически выгодным становится состояние с \mathbf{m} , образующим меньший угол с \mathbf{H} . Это означает, что область существования угловой фазы при $\mathbf{H} \parallel a$ представляет собой область ФП, индуцированного компонентой поля, параллельной оси c (H_z), причем ФП имеет место при $H_z = 0$. Аналогичные аргументы можно привести и для области ($K_1 < K_2$, $H_x = 0$, $|\mathbf{H}| < |H_c^{(h)}|$). Таким образом, области существования угловых фаз в фазовом пространстве H_x, H_z, K_1 представляют собой поверхности ФП, а прямые (11.3), (11.5) является линиями окончания ФП — критическими линиями. На рис. 18 изображена H_x, H_z, K_1 -фазовая диаграмма ортоферрита. Области ФП (угловые фазы) выделены штриховкой, пунктиром отмечены критические линии ФП (11.3), (11.5). Область $\mathbf{H} = 0$, $|\mathbf{H}| < K_2$ (область плавной спиновой переориентации) представляет собой пересечение двух поверхностей ФП, т.е. является областью сосуществования четырех фаз (из (11.4)):

$$\theta_1 = \frac{1}{2} \arccos \frac{K_1}{K_2}, \quad \theta_2 = -\theta_1, \quad \theta_3 = \theta_1 + \pi, \quad \theta_4 = \theta_2 + \pi. \quad (11.7)$$

Другими словами, область плавной спиновой переориентации есть линия ФП между четырьмя фазами (11.7). На рис. 19 приведены (H_x, H_z) -диаграммы ортоферрита, полученные сечением диаграммы H_x, H_z, K_1 плоскостью $K_1(T) = \text{const}$ (чтобы не загромождать чертеж, линии лабильности отдельных фаз не нарисованы). В области $|K_1| > K_2$ $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}$ качественно совпадает с фазо-

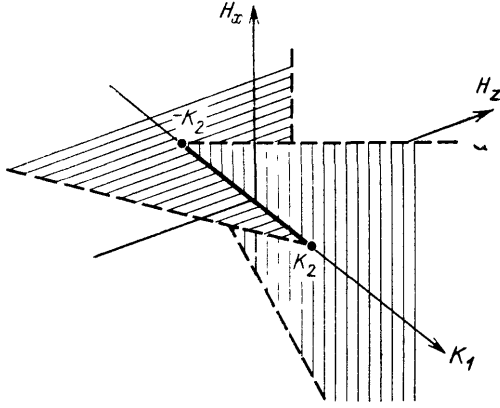


Рис. 18. $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}, K_1$ -фазовая диаграмма ортоферрита в области плавной спиновой переориентации.

Штриховкой выделены области ФП, штриховыми линиями — линии окончания ФП

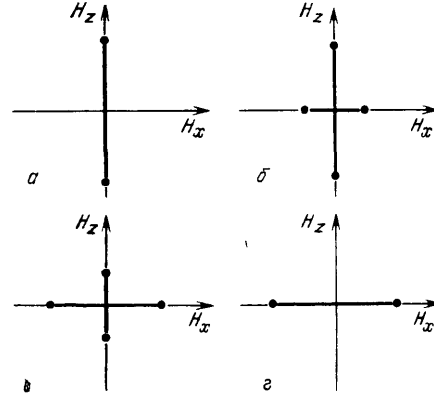


Рис. 19. $H_x^{(i)}, H_z^{(i)}$ -фазовые диаграммы ортоферрита в области плавной спиновой переориентации.

$a - K_1 < -K_2$, $б - K_2 < K_1 < 0$, $в - 0 < K_1 < K_2$, $г - K_1 > K_2$

вой диаграммой легкоосного ферромагнетика (рис. 11), а при $|K_1| \gg K_2$ анизотропией четвертого порядка в (11.1) можно пренебречь, и (11.1) переходит в (9.2).

Поскольку в области плавной спиновой переориентации имеют место ФП между двумя и четырьмя фазами, им будут соответствовать двух и четырехфазные доменные структуры.

Области четырехфазного вырождения ($H^0 = 0$, $|K_1| < K_2$) задаются уравнением (11.7). Для \mathbf{H} , лежащего в плоскости a, c , уравнения (4.3) имеют такой вид:

$$\begin{aligned} h_x &= 4\pi m N_{xx} (\xi_1 - \xi_2 - \xi_3 + \xi_4) \cos \theta + \\ &\quad + 4\pi m N_{xz} (\xi_1 + \xi_2 - \xi_3 - \xi_4) \sin \theta, \\ h_z &= 4\pi m N_{xz} (\xi_1 - \xi_2 - \xi_3 + \xi_4) \cos \theta + \\ &\quad + 4\pi m N_{zz} (\xi_1 + \xi_2 - \xi_3 - \xi_4) \sin \theta, \end{aligned} \quad (11.8)$$

$$\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 = 1.$$

Вместе с уравнением (11.7) система (11.8) определяет ξ_h как функции \mathbf{H} и $K_1(T)$. На (H_x, H_z) -диаграмме область существования четырехфазной доменной структуры представляет собой параллелограмм (рис. 20).

В вершинах параллелограмма достигается переход в однородное состояние (здесь одна из $\xi_h = 1$, а остальные равны нулю). На каждой из сторон параллелограмма попарно обращаются в нуль две из четырех величин ξ_h , т. е. эти отрезки служат границей четырех и двухфазной доменных структур. Система уравнений (11.8) содержит три уравнения для четырех неизвестных ξ_h . Это означает, что имеет место, обсуждаемая выше (см. раздел 5) неоднозначность решений: в заданном внешнем поле системе (11.8) будут удовлетворять различные наборы ξ_h . В данном случае $n = 4$, $d = 2$ и, следовательно, $\gamma = 1$ (см. с. 57), т. е. системе (11.8) будет удовлетворять однопараметрическое семейство ξ_p .

Перейдем теперь к описанию области с двухфазной доменной структурой. Например, для линии ФП $H_{x\Pi} = 0$, $0 < H_{z\Pi} < H_c^{(h)}$ уравнения (4.3)

приобретают вид

$$H_z = H_{z\Pi} + 4\pi N_{zz} (\xi_1 + \xi_2) m \cos \theta + 4\pi N_{xz} (\xi_1 - \xi_2) m \sin \theta, \quad (11.9)$$

$$H_x = 4\pi N_{xz} (\xi_1 + \xi_2) m \cos \theta + 4\pi N_{xx} (\xi_1 - \xi_2) m \sin \theta,$$

$$\xi_1 + \xi_2 = 1.$$

Вместе с уравнением (11.4) система (11.9) задает зависимость и внутренних параметров от \mathbf{H} . В отличие от четырехфазной доменной структуры, где во всей области ее существования $\mathbf{H}^{(i)} = 0$, и эволюция системы происходит

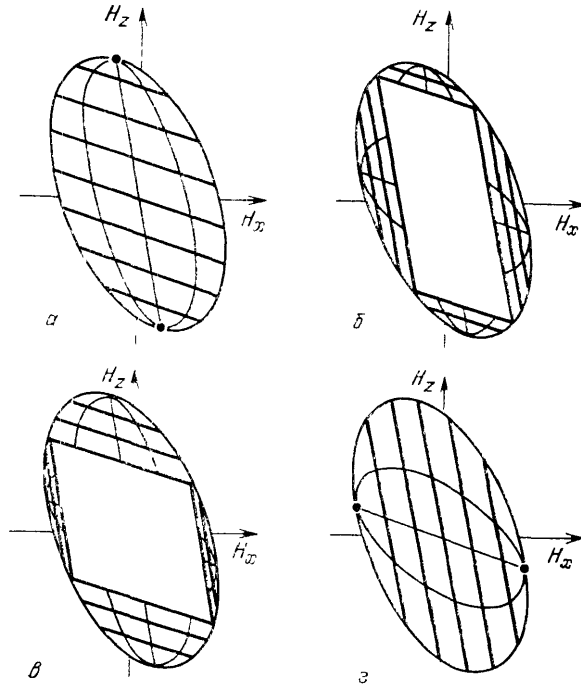


Рис. 20. H_x , H_z -фазовые диаграммы эллипсоидального ортоферрита.

$a - K_1 < -K_2$, $б - K_2 < K_1 < 0$,
 $в - 0 < K_1 < K_2$, $г - K_1 > K_2$.
 Внутренность параллелограмма на рис. б и в — область существования четырехфазной доменной структуры ($H^{(i)} = 0$), к ней примыкают четыре области с двухфазной доменной структурой. В областях существования двухфазных доменных структур нанесены линии постоянного внутреннего поля (отрезки прямых) и линии постоянных долей фаз

только за счет перераспределения долей фаз, в двухфазной доменной структуре с изменением \mathbf{H} будут меняться и внутренние состояния в доменах. Исключая из (11.9) ξ_k , получаем линии $\{\mathbf{H} | \mathbf{H}_{\Pi}\}$, которые представляют собой семейство прямых

$$N_{xx}(H_{\Pi z} - H_z) - 4\pi m \cos \theta (N_{xx}N_{zz} - N_{xz}^2) = H_x N_{xz}, \quad (11.10)$$

параллельных соответствующей стороне параллелограмма.

Исключая $H_{\Pi z}$ и θ из системы (11.9), получаем уравнение для областей $\{\mathbf{H} | \xi_1, \xi_2\}$, и, в частности, границы между областью существования двухфазной доменной структуры и однородным состоянием — $\{\mathbf{H} | 1; 0\}$, $\{\mathbf{H} | 0; 1\}$. Аналогичным образом определяется структура трех других областей с двухфазной доменной структурой. По результатам расчета построены (H_x, H_z) -фазовые диаграммы эллипсоидального образца (рис. 20).

Проследим за эволюцией H_x , H_z -диаграммы ортоферрита с изменением $K_1(T)$. При $|K_1(T)| < K_2$ фазовая диаграмма содержит область четырехфазной доменной структуры (параллелограмм) и примыкающие к ней четыре области двухфазной доменной структуры (см. рис. 20). С приближением $K_1(T)$ к $\pm K_2$ параллелограмм сжимается, и при $K_1(T) = \pm K_2$ стягивается в отрезок. При $|K_1(T)| > K_2$ имеет место только область с двухфазной доменной структурой, аналогичной доменной структуре легкоосного ферромагнетика (сравните рис. 11 с рис. 20, а, г).

Поскольку компоненты тензора \hat{N} определяются соотношением между осями эллипсоида и их расположением относительно магнитных осей, форма

магнетика существенным образом влияет на размеры области существования доменных структур. Так, например, если исследуемый образец имеет форму пластины с нормалью, параллельной одной из кристаллографических осей (a или c), то следует ожидать реализации доменной структуры, связанной только с размагничивающим действием проекций $\mathbf{m}^{(h)}$ на ось, параллельную нормали. В этом случае область четырехфазной доменной структуры вообще не будет появляться. Однако на практике из-за конечности поперечных размеров пластины, благодаря размагничивающему действию ее торцов удается

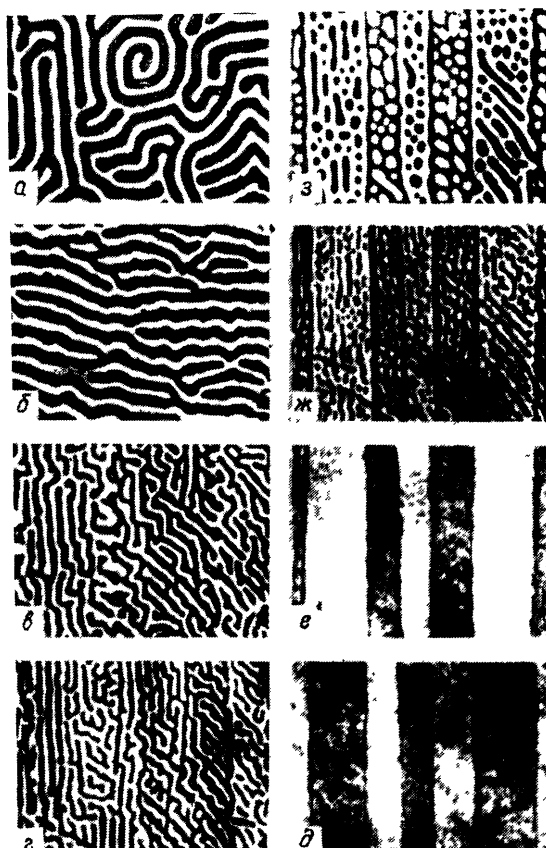


Рис. 21. Доменная структура ортоферрита $\text{Sm}_{0,55}\text{Tb}_{0,45}\text{FeO}_3$ в области плавной спиновой переориентации (210–300 К), при различных температурах ($a - з$) в поле $H = 0$.
 $a - 295$ К, $б - 270$ К, $в - 251$ К, $г - 245$ К, $д - 217$ К, $е - 228$ К, $ж - 255$ К, $з - 295$ К. Состояния рис $a - д$ получены при охлаждении образца с одновременной магнитной «тряской», рис $е - з$ — при его нагревании

наблюдать четырехфазную доменную структуру⁷¹. Поскольку магнитооптические исследования доменов проводятся на образцах в виде пластин, более приемлемыми для наблюдения четырехфазных доменных структур ортоферрита являются пластины, вырезанные под некоторым углом к магнитным осям a и c . Так, в работе⁷⁰ использовались пластины с $\alpha = 0 - 10$ (α — угол между \mathbf{n} и осью c). Результаты экспериментальных исследований, а также качественное описание эволюции четырехфазной доменной структуры с изменением T , предпринятое в⁷⁰, находится в полном соответствии с приведенными результатами. Из (11.8) следует, что при $\mathbf{H} = 0$ в области плавной спиновой переориентации $\xi_1 = \xi_3$, $\xi_2 = \xi_4$, а относительные доли фаз ξ_1 , ξ_3 и ξ_2 , ξ_4 , могут быть произвольными. Такая произвольность в распределении долей фаз объясняет обнаруженный в⁷⁰ «гистерезис» формы доменов (рис. 21). Наблюдаемое в⁷⁰ поведение доменных структур ортоферрита в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ можно интерпретировать как последовательный переход от четырехфазной доменной структуры к двухфазной, а затем в однородное состояние. Однако имеющихся данных недостаточно для количественного сравнения с теорией. Было бы целесообразно провести экспериментальные исследования эволюции доменных структур в области плавной спиновой

переориентации при произвольной ориентации поля в плоскости ac ; в том числе на пластинах с $\alpha \approx \pi/4$, когда размагничивающие поля вдоль осей a и c имеют соизмеримые величины.

Область существования угловой фазы ферритов⁹⁷ также представляет собой область ФП, индуцированных внешним полем⁶¹, и, следовательно, здесь реализуется ПС. Такие доменные структуры (так называемые высоко-полевые домены) наблюдались в^{65,66}, а теория разработана в⁶¹.

12. ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ОБЛАСТИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Выше рассматривались термодинамически устойчивые доменные структуры. Однако даже вне области ФП, индуцированных внешним полем, могут существовать доменные границы. В этом случае образование доменных структур не является термодинамически целесообразным, поскольку повышение энергии системы за счет образования неоднородных состояний (доменных границ) не компенсируется выигрышем в энергии других взаимодействий. Тем не менее такие домены появляются в процессе формирования упорядоченного состояния и носят название кинетические домены³. Например, домены в коллинеарном антиферромагнетике с антипараллельным направлением¹¹⁵, разделенные 180° -ми доменными границами. В легкоосном ферромагнетике вне области ФП могут существовать 360° -ные доменные границы, разделяющие участки ферромагнетика с коллинеарным направлением M .

Если в кинетических доменных границах содержатся спиновые конфигурации, соответствующие метастабильным состояниям спин-переориентационного ФП, то в окрестности такого перехода структура доменных границ претерпевает характерные изменения^{32, 97, 108, 117–119}. Исследуем это явление в рамках простейшей модели: для плоской доменной границы, магнитные состояния которой задаются одной конфигурационной переменной θ . В приближении «тонкой» стенки потенциал (2.1) для этого случая сводится к следующему⁸³:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\alpha \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \Phi(\theta) \right] dx, \quad (12.1)$$

где x — пространственная координата, направленная по нормали к доменной границе, α — постоянная неоднородного обменного взаимодействия, $\Phi(\theta)$ — однородная часть плотности энергии. Структура доменной границы $\theta(x)$ определяется вариацией функционала (12.1) со стандартными граничными условиями¹

$$\frac{d\theta}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad x = \pm\infty, \quad \theta_{x=+\infty} = \theta_1^0, \quad \theta_{x=-\infty} = \theta_2^0,$$

где θ_1^0, θ_2^0 — равновесные значения θ в соседних доменах. Уравнение Эйлера для (12.1)

$$\alpha \frac{d^2\theta}{dx^2} - \frac{d\Phi}{d\theta} = 0 \quad (12.2)$$

имеет первый интеграл

$$\alpha \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 = \Phi(\theta) - \Phi_{\min}, \quad (12.3)$$

$$\Phi_{\min} = \Phi(\theta_1^0) = \Phi(\theta_2^0)$$

Распределение $\theta(x)$ и энергия доменной границы $\Phi_{\text{дг}}$ определяются непосредственным интегрированием (12.3)⁸⁴:

$$x = \int_{\theta_1^0}^{\theta_2^0} \left(\frac{\alpha}{\Phi(\theta) - \Phi_{\min}} \right)^{1/2} d\theta, \quad (12.4)$$

$$\Phi_{\text{дг}} = \int_{\theta_1^0}^{\theta_2^0} (\Phi(\theta) - \Phi_{\min})^{1/2} d\theta \quad (12.5)$$

Из уравнения Эйлера (12.2) следует, что точки перегиба функции $\theta(x)$ находятся из уравнений $d\Phi/d\theta = 0$ (из числа этих решений, естественно, следует исключить корни, соответствующие устойчивому состоянию системы (θ_1^0, θ_2^0) , которые реализуются в доменах). Если значения θ , соответствующие

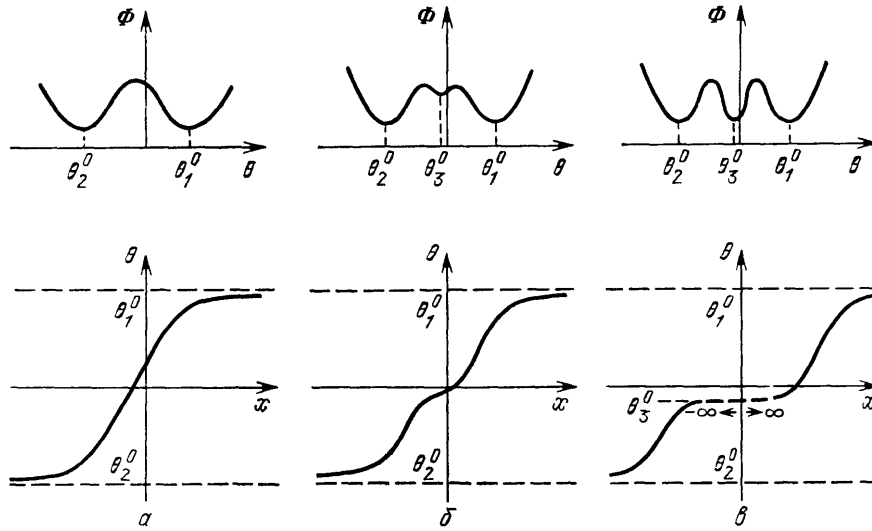


Рис. 22. Схематический вид одномерного потенциала $\Phi(\theta)$ и соответствующее ему распределение $\theta(x)$ в уединенной плоской доменной границе, разделяющей состояния θ_1^0 и θ_2^0 .

a — Вне области существования метастабильных состояний, связанных с ФП в фазу θ_3^0 . $б, в$ — Внутри области метастабильности ($б - \mathbf{H}^{(i)} \neq \mathbf{H}_{\Pi}$, $в - \mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_{\Pi}$)

новой фазе, принадлежат исходной доменной границе, то с переходом в область существования метастабильных состояний они, являясь решениями уравнения $d\Phi/d\theta = 0$, приведут к дополнительным перегибам функции $\theta(x)$. Таким образом, характер функции $\theta(x)$ качественно различен внутри и вне области существования метастабильных состояний. Вне области существования метастабильных состояний на интервале $[\theta_1^0, \theta_2^0]$ уравнение $d\Phi/d\theta = 0$ имеет один корень, соответствующий максимуму $\Phi(\theta)$. Это значение θ определяет единственную в данном случае точку перегиба функции $\theta(x)$ (рис. 22). Внутри области существования метастабильных состояний на интервале $[\theta_1^0, \theta_2^0]$ уже имеется как минимум три экстремальных значения функции $\Phi(\theta)$: одно из них — θ_3^0 — соответствует локальному минимуму (метастабильное состояние), а два других — максимуму $\Phi(\theta)$ (см. рис. 20). С приближением к полю ФП энергия метастабильного состояния уменьшается $(\Phi(\theta_3^0) - \Phi_{\min}) \rightarrow 0$. Из уравнения (12.3) следует, что при этом $(d\theta/dx)_{\theta_3^0} \rightarrow 0$, т.е. изменение $\theta(x)$ в окрестности θ_3^0 замедляется (рис. 22). Наконец, в поле ФП $\Phi(\theta_3^0) = \Phi_{\min}$, и согласно (12.4) область $\theta = \theta_3^0$ неограниченно расширяется. Во избежание недоразумений

напомним, что в рассматриваемой модели изолированных доменных границ устойчивому состоянию системы (собственно доменам) приписывается бесконечная ширина. Поэтому процесс неограниченного расширения области $\theta = \theta_z^j$ фактически лишь означает, что при $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_\pi$ образуется домен «новой» фазы.

Изменение вида распределения $\theta(x)$ при переходе в область существования метастабильных состояний, а также характер ее дальнейшей эволюции допускают простую физическую интерпретацию. В доменной границе все состояния θ обладают более высокой энергией по сравнению с равновесными. Чем больше разность $(\Phi(\theta) - \Phi_{\min})$, тем «быстрее» система стремится выйти из этого состояния. Уравнение (12.3) фактически является математической формулировкой этого утверждения. Поэтому наиболее сильное изменение происходит в области значений, соответствующих максимуму $\Phi(\theta)$. Напротив, в точке, соответствующей метастабильному состоянию, система обладает меньшей энергией по сравнению с соседними состояниями. Поэтому энергетически выгодно, чтобы большая часть стенки пребывала в состояниях, близких к метастабильному. С приближением к полю фазового перехода указанная тенденция усиливается, и в поле \mathbf{H}_π образуется домен новой фазы, а «остатки» стенки превращаются в новые доменные границы, разделяющие домены из «старой» и «новой» фаз. Это означает, что доменные границы в «старой» фазе служат центрами зародышеобразования «новой» фазы. Образование доменов из доменных границ «старой» фазы наблюдалось в ^{33,34,48}. Подробному экспериментальному исследованию этого вопроса посвящена работа ¹²⁶.

Рассмотрим этот вопрос на примере ромбического ферромагнетика эллипсоидальной формы. H_x, H_z -диаграмма которого изображена на рис. 11. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel$ (легкая ось) при $H_z > H_0 = \beta M + 4\pi N_{zz}M$ в образце могут существовать 360° -е доменные границы. В поле $H_z = H_0$ внутреннее поле становится равным полю лабильности ($H_z^{(i)} = \beta M$) и в 360° -ной доменной границе начинается расширение в окрестности значения $\theta = \pi$ (метастабильное состояние). С уменьшением поля этот процесс развивается вплоть до значения внешнего поля $H_z = 4\pi N_{zz}M$, когда внутри образца поле становится равным полю ФП $H_z^{(i)} = 0$. Здесь область с $\theta = \pi$ превращается в домен, а участки 360° -ной доменной границы $[0, \pi]$, $[\pi, 2\pi]$ в две 180° -ные доменные границы, разделяющие домены промежуточного состояния $\theta = 0$, $\theta = \pi$. Аналогичный процесс происходит и в наклонном внешнем поле во всей области изменения \mathbf{H} , при которых $\mathbf{H}^{(i)}$ принимает значения из области метастабильных состояний. На H_x, H_z фазовой диаграмме граница, отделяющая область полей, где происходит описанная эволюция 360° -ных доменных границ, определяется совместным решением уравнений (4.3) и уравнения (9.6), задающего границу лабильности. На рис. 11 область, где происходит перестройка 360° -ных доменных границ, выделена косой штриховкой.

Итак, можно сделать вывод: если в доменных границах магнетика реализуются спиновые конфигурации, соответствующие «новой» фазе спин-переориентационного перехода, то в области изменения внешнего поля, когда $\mathbf{H}^{(i)}$ соответствует области метастабильных состояний, в доменных границах происходит рассмотренная здесь перестройка структуры. Представления о таком механизме перестройки доменных границ были сформулированы в ^{32,117}. В ^{108,118} изучено изменение 180° -ной доменной границы в области существования метастабильных состояний при спин-флоп переходе в легкоосном антиферромагнетике. В ^{97,119} изучалась эволюция доменных границ в области спонтанных спин-переориентационных переходов в ортоферритах.

В работах ^{108,118} для обозначения области существования метастабильных состояний, в которой происходит перестройка структуры доменных границ, использован неудачный термин «переходная доменная структура», и фактически эта область отождествлялась с областью ПС, представление о ко-

торой для магнетиков введено в работе¹². Эта ошибка была повторена в ряде других работ, в том числе в монографиях^{98,120}. Поэтому возникает необходимость сделать следующие разъяснения.

В области метастабильности при оговоренных выше условиях, изменение структуры магнетика осуществляется в незначительной его части (в доменных границах), при этом в основном объеме (в доменах) магнитное состояние не изменяется. Образование термодинамически устойчивой доменной структуры (ПС) связано не с существованием метастабильных состояний, а с наличием энергетического вырождения при реализации внутри магнетика условий ФП. Доменная структура существует в той области изменения внешнего поля, когда экранирующее действие размагничивающих полей, создаваемых поверхностью образца, позволяет сохранить внутри образца условия ФП — $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_D$. Поэтому область существования ПС определяется формой магнетика, а также условием реализации ФП, и совершенно не зависит от характера метастабильных состояний.

Характерной особенностью индуцированных внешним магнитным полем ФП в магнетиках является то, что область сосуществования нескольких фаз граничит с областями сосуществования большего числа фаз. Например, в ортоферрите с плавной спиновой переориентацией (см. раздел 11) области ФП между двумя фазами граничат с областью ФП с четырьмя сосуществующими фазами. Если в ПС низкофазного перехода в доменных границах содержатся спиновые конфигурации, соответствующие одной из сосуществующих фаз многофазного ФП, то в области метастабильных состояний структура доменных границ претерпевает изменения, аналогичные описанным выше для кинетических доменных границ.

Несмотря на то, что предшествующая образованию ПС перестройка доменных границ происходит в незначительном объеме магнетика, этот процесс можно изучить, например, по изменению характера резонанса в доменных границах. Насколько нам известно, такие эксперименты до настоящего времени не проводились.

13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре изложены физические процессы и основные положения теории, позволяющей с единых позиций описывать магнитные свойства термодинамически устойчивых доменных структур в магнетиках. Основу этой теории составляет следующее положение: *необходимым условием образования всех термодинамически устойчивых доменных структур в магнетиках является наличие в системе индуцированного внешним полем ФП. В доменах реализуются состояния, соответствующие конкурирующим фазам данного перехода.*

Общность физической природы доменных структур открывает возможность использования хорошо развитых методов теории ферромагнитных доменов при исследовании магнитных свойств в окрестности спин-переориентационных переходов. С другой стороны, результаты исследования доменов в области спин-переориентационных фазовых переходов могут быть использованы для более глубокого понимания поведения доменных структур в ферромагнетиках и магнетиках со спонтанной намагниченностью.

В настоящее время происходит переход от периода открытий магнитных доменов в области спин-переориентационных переходов к систематическому изучению их свойств. Неудивительно, что на первом этапе исследователей привлекали те аспекты в поведении новых доменов, которые отличают их от обычных. Как явствует из данной работы, необычность в поведении таких доменных структур лежит не в их особой природе, а в специфике фазовых переходов, с которыми связано образование этих доменов. Авторы надеются, что развитая в работе теория позволяет вести целенаправленные исследования магнетиков с доменной структурой.

И, наконец, о границах применимости использованных в обзоре теоретических методов описания доменных структур.

При анализе доменных структур предполагалось, что в системе реализуются термодинамически равновесные состояния, т. е. отсутствуют коэрцитивность и гистерезисные явления. Для построения теории регулярных доменных структур существенным было выполнение неравенства $x_0 \ll D \ll L$ (2.3). Как показывают расчеты, в пластине с приближением к области насыщения неравенство $D \ll L$ всегда нарушается (см. раздел 7). Более того, в достаточно тонких пластинах даже в центре ПС ($\tilde{\mathbf{H}} = 0$, $\xi_1 = \xi_2$) равновесный период может быть сравним с характерными размерами образца и даже существенно превышать его. При $D \gtrsim L$ неоднородная часть магнитостатической энергии уже существенна во всем объеме магнетика. Это означает, что условие $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_\Pi$ уже не выполняется, и в доменах реализуются неоднородные состояния. Если в области существования ПС имеет место неравенство (7.2), то влиянием неоднородности на формирование внутренних состояний в доменах можно пренебречь, и считать, что $\mathbf{M}^{(h)}$, $L_v^{(h)}$ по-прежнему определяются из системы уравнений (4.1). В любом случае доменную структуру с этими состояниями можно рассматривать как модельную, энергия которой выше истинной. Поэтому расчеты полей перехода в рамках такого приближения можно рассматривать как первый шаг теории возмущений.

С приближением к критической точке ФП нарушается неравенство $x_0 \ll D$, так как величина потенциального барьера, разделяющего равновесные состояния, а также разность намагниченностей в отдельных фазах стремится к нулю. При этом относительный вклад магнитостатической энергии в энергию системы неограниченно уменьшается и, наконец, становится сравнимым с энергиями, связанными с неоднородностями. В этой области приближение «тонкой» стенки неприменимо: распределение $\mathbf{M}^{(h)}$, $L_v^{(h)}$ носит существенно неоднородный характер во всем объеме образца. Особенности доменной структуры в области критических точек исследуются специальными теоретическими методами^{75–80}.

Последовательное решение задачи о доменной структуре с не 180°-ми стенками требует учета в термодинамическом потенциале энергии упругих и стрикционных взаимодействий¹²¹. Их вклад в энергию системы по порядку величины равен

$$\frac{\lambda^2 M_0^4}{c},$$

где c — упругий модуль, λ — константа магнитострикции. Если

$$\frac{\lambda^2 M_0^2}{c\pi} \ll \left(\frac{\Delta M}{M_0} \right)^2,$$

то магнитоупругими взаимодействиями можно пренебречь по сравнению с магнитодипольными. Обычно $\lambda \sim 1$, $\lambda^2 M_0^2 / c\pi \sim 10^{-5}$. Поэтому магнитострикционные взаимодействия могут играть заметную роль лишь при $\Delta M / M_0 \lesssim 10^{-2}$. В работе⁶³ изучено влияние магнитострикционного взаимодействия на область промежуточного состояния магнетика. Показано, что магнитострикционное взаимодействие приводит к сужению области ПС, а при определенных условиях даже может привести к его полной блокаде.

Обсудим кратко вопрос о характере доменной структуры в образцах неэллипсоидальной формы. В эллипсоиде, везде, где $D \ll L$, однородность внутреннего поля $\mathbf{H}^{(i)} = \mathbf{H}_\Pi$ обеспечивает реализацию однородных внутренних состояний в отдельных доменах $\mathbf{M}^{(h)}(\mathbf{H}_\Pi)$, $L_v^{(h)}(\mathbf{H}_\Pi)$. В образцах иной формы внутреннее поле неоднородно, поэтому с изменением \mathbf{H}_Π по объему магнетика будут меняться и внутренние состояния в доменах, а значит, равновесный период и другие геометрические параметры. В тех участках магне-

тика, где $\mathbf{H}^{(1)} \neq \mathbf{H}_D$, будет реализоваться однородное состояние. Таким образом, в образцах неэллипсоидальной формы доменная структура будет иметь сложный характер: области однородного намагничивания могут соседствовать с областями с различными видами доменных структур.

Несмотря на то, что везде в работе обсуждалась доменная структура в магнетиках, все основные принципиальные результаты применимы также к веществам, в которых имеют место индуцированные внешним электрическим полем \mathbf{E} ФП с изменением электрической поляризации \mathbf{P} (сегнетоэлектрики и т. п.). Следует отметить, что здесь стрикционные эффекты играют более заметную роль по сравнению с магнетиками. Кроме того, в отличие от магнетиков, при исследовании доменных структур в сегнетоэлектриках необходимо учитывать влияние свободных электрических зарядов.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел//Ландау Л. Д. Собрание сочинений.— М.: Наука, 1969.— Т. 1.
2. Craik D. J., Tebble R. S.//Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains.— Amsterdam: North-Holland, 1965.
3. Вонсовский С. В. Магнетизм.— М.: Наука, 1971.
4. Браун У. Ф. Микромагнетизм.— М.: Наука, 1979.
5. Физика ферромагнитных областей: Сб. статей/Под ред. С. В. Вонсовского.— М.: ИЛ, 1951.
6. Магнитная структура ферромагнетиков: Сб. статей/Под ред. С. В. Вонсовского.— М.: ИЛ, 1959.
7. Dillon, J. F., Jr.//Magnetism.— New York: Academic Press. 1963.— V. III.
8. Привороцкий И. А.//УФН. 1972. Т. 108. С. 43.
9. Бобек Э., Делла-Торре Э. Цилиндрические магнитные домены.— М.: Энергия, 1977.
10. Лисовский Ф. В. Физика ЦМД.— М.: Сов. радио, 1978.
11. Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И., Гани В. В., Смоленский Г. А., Филиппов Б. Н.//УФН. 1977. Т. 121. С. 593.
12. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 634.
13. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А.//ЖЭТФ, 1972. Т. 62 С. 2233.
14. Peierls R.//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1936. V. 155. P. 613.
15. London F.//Physica. 1936. V. 3. P. 450.
16. Ландау Л. Д.//ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 371.
17. Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Ковнер С. Н., Попов В. А.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 292.
18. Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Ковнер С. Н., Попов В. А.//ЖЭТФ, 1970. Т. 58. С. 494.
19. Дудко К. Л., Еременко В. В., Фридман В. М.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 678.
20. Дудко К. Л., Еременко В. В., Фридман В. М.//Ibidem. С. 1553.
21. King A., Paquette D.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 662.
22. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А., Стефановский Е. П.//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1299.
23. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А., Стефановский Е. П.//ФТТ. 1971. Т. 13. С. 3232.
24. Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Стефановский Е. П.//ФММ. 1972. Т. 34. С. 251.
25. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Стефановский Е. П.//УФЖ. 1972. Т. 17. С. 1566.
26. Барьяхтар В. Г., Клепиков В. Ф., Попов В. А., Стефановский Е. П.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 1116.
27. Барьяхтар В. Г.//Труды Международной конференции по магнетизму. Москва, 22—28 августа 1973 г.— Наука. 1974.— Т. VI. С. 25.
28. Барьяхтар В. Г., Попов В. А.//Проблемы физики твердого тела Свердловск: ИФМ УНЦ АН СССР, 1975.— С. 193.

29. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // Физика конденсированного состояния и применение ядерно-физических методов в биологии. — Л.: ЛПИФ АН СССР, 1979. — С. 94.
30. Иванов Б. А. // Труды Всесоюзной конференции по физике низких температур. — Харьков, 1980. — Т. 2. С. 113.
31. Bar'yakhtar V. G., Ivanov B. A. // Sov. Sci. Phys. Rev. Ser.: A. Phys. Rev. 1985. V. 6. P. 403.
32. Jacobs I. S., Lawrence P. E. // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 866.
33. Dillon J. F., Yi Chen E. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 98.
34. Dillon J. F., Yi Chen E., Guggenheim H. J. // Sol. State Commun. 1975. V. 16. P. 371.
35. Витебский И. М., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 3388.
36. Трунов В. А., Ульянов В. А., Дмитриев Р. П., Жученко Н. К., Малышев А. Л., Брутов Г. А., Курбаков А. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. С. 2756.
37. Барташевич М. И., Дерягин А. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1505.
38. Кочарян К. Н., Рудашевский Е. Г. // Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР. 1972. № 7. С. 29.
39. Blazej K. W., Rohrer H., Webster R. // Phys. Rev. 1971. V. 4. P. 2287.
40. Rohrer H. // AIP Conf. Proc. (1974). 1975. Nr. 24. P. 258.
41. Rives J. E., Benedict V. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. P. 1908.
42. Ганон Н. В., Дудко К. Л. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1528.
43. Журавлев А. В., Телена В. Т. // ФНТ. 1986. Т. 12. С. 1056.
44. Morishita T., Aoyagi K., Tsushima K., Kigana T. // Sol. State Commun. 1976. V. 20. P. 123.
45. Kharchenko N. F., Eremenko V. V., Gnatchenko S. L., Szymczak R., Szymczak H. // Sol. State Commun. 1977. V. 22. P. 463.
46. Харченко Н. Ф., Шимчак Г., Еременко В. В., Гнатченко С. Л., Шимчак Р. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 258.
47. Беляева А. И., Стельмахов Ю. Н., Потакова В. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 3124.
48. Гнатченко С. Л., Харченко И. Ф., Шимчак Р. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 1460.
49. Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. С. 2488.
50. Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Шаповалов В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1443.
51. Галкин А. А., Даньшин Н. К., Ветчиннов А. В. // ФНТ. 1976. Т. 2. С. 1311.
52. Еременко В. В., Ключко А. В., Науменко В. М., Пшкко А. В. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 219.
53. Даньшин Н. К., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 203.
54. Еременко В. В., Ключко А. В., Науменко В. М. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 219; ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1002.
55. Котюжанский Б. Д., Прозорова Л. А. // Тезисы докладов Всесоюзного семинара «Магнитные фазовые переходы и критические явления». — Махачкала, 1984. — С. 32.
56. Еременко В. В., Ключко А. В., Науменко В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 1768.
57. Ключан В. А., Ковтун Н. М., Тропцкий Г. А., Хмара В. М. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 627.
58. Тропцкий Г. А., Хмара В. М. // Тезисы докладов XVI Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. — Тула, 1983. С. 191.
59. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Попов В. А., Яблонский Д. А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 299.
60. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Попов В. А., Яблонский Д. А. // Препринт ИТФ АН УССР. № 34Р. — Киев, 1985.
61. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 87.
62. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // УФЖ. 1986. Т. 31. С. 266.
63. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 3333.
64. Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Белый Л. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 419.

65. Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И.//Письма ЖЭТФ, 1974. Т. 20. С. 128.
66. Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Гнатченко С. Л.//Ibidem. С. 612.
67. Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В., Шаповалов В. И., Щеглов В. И.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 507.
68. Звездин А. К., Каленков С. Г.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 2835.
69. Беляева А. И., Котляревский М. М., Стельмахов Ю. Н.//ФТТ. 1976. Т. 18. С. 2229.
70. Васильковский В. О., Кандаурова Г. С., Сипицын Г. С.//ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1245.
71. Ковтун Н. М., Хохлов В. А.//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 320.
72. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Телепа В. Т., Яблонский Д. А.//ФТТ. 1984. Т. 26. С. 389.
73. Кандаурова Г. С., Памятных Л. А.//Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 600.
74. Кандаурова Г. С., Памятных Л. А., Фихтнер Р. Э.//ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 1202.
75. Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е.//ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 2178.
76. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 1504.
77. Иванов Б. А., Краснов В. И., Сукстанский А. Л.//ФНТ. 1978. Т. 4. С. 204.
78. Szuszk R.//JMMM. 1983. V. 35. P. 243.
79. Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Мернакри С. В., Тарасенко В. В.//ФТТ. 1982. Т. 24. С. 449.
80. Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В.//ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 2178.
81. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А.//Препринт ИТФ АН УССР. № 65Р.— Киев, 1985.
82. Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А.//ФНТ. 1986. Т. 12. С. 43.
83. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
84. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах.— М.: Мир, 1977.
85. Малоземов А., Слопзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами.— М.: Мир, 1982.
86. Kooy G., Enz V.//Philips Res. Rep. 1960. V. 15. P. 7.
87. Барьяхтар В. Г., Попов В. А.//ФММ. 1972. Т. 34. С. 3388.
88. Оноприенко Л. Г., Соловьев М. М.//ФММ. 1978. Т. 46. С. 942.
89. Богданов А. Н., Яблонский Д. А.//ФТТ. Т. 22. С. 680.
90. Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И.//ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1465.
91. Горобец Ю. И.//ФТТ. 1976. Т. 18. С. 2162.
92. Neel L.//J. de Phys. et rad. 1944. T. 5. P. 241.
93. Neel L., Pauthenet R., Nimet G., Giron V. S.//J. Appl. Phys. 1960. V. 31S. P. 27.
94. Оноприенко Л. Г.//ФММ. 1962. Т. 13. С. 149.
95. Кулешов В. С., Логинов А. А., Попов В. А.//ФТТ. 1984. Т. 26. С. 2127.
96. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллографии.— М.: Наука, 1979.
97. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках.— М.: Наука, 1986.
98. Фарзтдинов М. М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах.— М.: Наука, 1981.
99. Александров К. С., Федосеева Н. В., Спевачова Н. П. Магнитные фазовые переходы в галлоидных кристаллах.— Новосибирск: Наука, 1983.
100. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах.— М.: ОНТИ, ч. I, 1935; ч. II, 1936.
101. Craik D. J., Cooper P. V., Myers G.//J. Phys. Ser. D. 1973. V. 6. P. 872.
102. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках.— М.: Наука, 1973.
103. Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
104. Чепурных Г. К.//ФТТ, 1968. Т. 10. С. 1917.
105. Rohrer H. and Thomas H.//J. Appl. Phys., 1969. V. 40, P. 1025.
106. Каганов М. И., Чепурных Г. К.//ФТТ. 1969. Т. 11. С. 911.

107. Попов В. А., Скиданенко В. И. // Физика конденсированного состояния. — Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1970. — С. 49. — (Труды. Вып. 7).
108. Mitsek A. I., Gaidanskii P. F., Pushkar V. N. // Phys. Stat. Sol., 1970. V. 38. P. 69.
109. Барьяхтар В. Г. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 654.
110. Соболева Т. К., Стефановский Е. П. // ФНТ. 1981. Т. 7. С. 470.
111. Богданов А. Н., Телепа В. Т. // ФТТ. 1982. Т. 24. С. 2420.
112. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // ФНТ. 1986. Т. 12. С. 188.
113. Melville D., Khan W. I. and Rinaldi S. // IEEE Trans. Mag. 1976. V. MAG-12, P. 1012.
114. Landau D. P., Keen B. E., Schneider B., Wolf W. P. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. P. 2310.
115. Неель Л. // Антиферромагнетизм. — М.: ИЛ. 1956. — С. 56.
116. Белов К. П., Кадомцева А. М., Леднева Т. М., Овчинникова Т. Л., Пономарев Я. Г., Тимофеева В. А. // ФТТ. 1967. Т. 9. С. 2791.
117. Neel L. // Nuovo Cimento, Suppl. 1957. V. 6. P. 942.
118. Мицек А. И., Колмакова Н. П., Гайданский П. Ф. // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 1258.
119. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. // УФН. 1976. Т. 119. С. 447.
120. Мицек А. И., Пушкар В. Н. Реальные кристаллы с магнитным порядком. — Киев: Наукова думка. 1978.
121. Лифшиц Е. М. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 97.
122. Кацер Я. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1787.
123. Подкорытов В. Н., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. С. 1103.
124. Барьяхтар В. Г., Львов В. А., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1863.
125. Барьяхтар В. Г., Кротенко Е. Б., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 921.
126. Гнатченко С. Л., Еременко В. В., Харченко Н. Ф. // ФНТ. 1981. Т. 7. С. 1535.
127. Lawton H., Stewart K. H. // Proc. Roy. Soc. 1948. V. 193. P. 72.
128. Birss R. R., Martin D. J. // J. Phys. Ser. C. 1975. V. 8. P. 189.
129. Birss R. R., Lord D. G. // Physica. Ser. B + C. 1977. V. 86—88, pt. III. P. 1374.
130. Birss R. R., Keeler G. J., Leo P. D. // IMMM. 1980. V. 15-18, pt. III. P. 1374.
131. McKenna T. J., Campbell S. J., Chaplin D. H., Wilson G. V. H. // IMMM. 1980. V. 15—18, pt III. P. 1497.
132. Szymczak R., Maziewski A., Piotrowski K. // Ibidem. P. 1505.
133. Chirna M., Top J., Folkstra J. // Physica. Ser. B + C. 1983. V. 123. P. 53.
134. Баранов И. В., Дерягин А. В., Маркин П. Е., Спинцын Е. В. // ФНТ. 1984. Т. 10. С. 761.
135. Спинцын Е. В., Баранов И. В., Маркин П. Е. // ФММ. 1985. Т. 60. С. 61.
136. Thomas H. // Phys. Rev. 1969. V. 187. P. 630.
137. Van der Hoeven B. J. C., Teaney D. T., Moruzzi V. L. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 719.
138. Griffiths R. B. // Phys. Rev. 1968. V. 176. P. 655.
139. Arrott A. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1029.
140. Камлов И. К., Алпеев Х. К. // УФН. 1983. Т. 140. С. 639.
141. Aaraj S. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 1136.
142. Suzuki H., Watanabe T. // J. Phys. Soc. Japan. 1971. V. 30. P. 367.