

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.764:538.114

**ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВТОРОГО РОДА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ
В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ****И. К. Камилев, Х. К. Алиев**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	639
2. Фазовые переходы в изотропных ферромагнетиках во внешнем магнитном поле	640
3. Фазовые переходы в анизотропных ферромагнетиках в магнитном поле. Магнитные свойства	647
4. Скейлинговое описание критического поведения анизотропных ферромагнетиков	654
5. Фазовые переходы в анизотропных ферромагнетиках в приближении теории ренормализационной группы	657
6. Немагнитные свойства анизотропных ферромагнетиков в слабых магнитных полях	660
7. Особенности некоторых динамических критических явлений в слабых магнитных полях	664
Цитированная литература	669

1. ВВЕДЕНИЕ

В физике фазовых переходов и критических явлений получены результаты, имеющие фундаментальное значение для выяснения природы критического состояния вещества. Многие из них установлены на основе изучения критических особенностей фазовых переходов типа ферромагнетик-парамагнетик в отсутствие внешнего магнитного поля. Исследования фазовых переходов в ненулевом магнитном поле начаты сравнительно недавно.

В магнитном поле парамагнетик по своей магнитной структуре принципиально не отличается от ферромагнетика, ибо симметрия в расположении спинов в них оказывается одинаковой. Обе фазы по магнитной структуре становятся идентичными. Следовательно, магнитное поле разрушает фазовый переход ферромагнетик-парамагнетик. Именно по этой причине принято считать, что точка или температура Кюри является изолированной точкой на $H - T$ -диаграмме^{1, 2}. Это утверждение справедливо только для идеальных изотропных ферромагнетиков неограниченного размера. Реальные ферромагнетики из-за наличия как анизотропных обменных, так и релятивистских взаимодействий всегда анизотропны (анизотропия формы, магнитокристаллографическая и обменная анизотропия).

В таких ферромагнетиках, как было показано в работах последних двадцати лет³⁻³⁹, фазовый переход в области температуры Кюри имеет место даже в присутствии магнитного поля, меньшего полей анизотропии и размагничивания. Первые сингулярное поведение ферромагнетиков в ненулевом магнитном поле было обнаружено в работе Тенея, Ван-дер-Ховена и Моррузи³, посвященной изучению поведения теплоемкости EuS

в магнитном поле в области точки Кюри. Они пришли к заключению, что критическая точка ферромагнитного сульфида европия не является изолированной точкой на $H - T$ -диаграмме. В последующем Аррот ⁴ указал, что появление линии на $H - T$ -диаграмме ферромагнетика в экспериментах указанных авторов может быть объяснено, если допустить, что однородно намагниченное ферромагнитное состояние не является единственно возможным основным состоянием. Аррот пришел к такому заключению на основе теории Гриффитса ⁵, рассматривающего модель ферромагнетика, состоящего из локализованных в узлах решетки спинов, между которыми существует обменное и диполь-дипольное взаимодействие. Переход осуществляется из ферромагнитного состояния с неоднородной намагниченностью в однородно намагниченное парамагнитное состояние. Дальнейшее развитие идея Аррота получила в работах ⁶⁻¹³.

Исследованию фазовых переходов в анизотропных ферромагнетиках в слабых магнитных полях посвящены работы ⁷⁻²⁴, в которых на основе термодинамической теории Ландау ¹⁴ изучены особенности магнитных свойств не только одноосных магнетиков, но и ферромагнетиков с легкой осью вдоль $[100]$ и $[111]$. Основной результат этих работ — появление фазовых переходов второго рода вблизи точки Кюри при определенном направлении магнитного поля по отношению к оси легкого намагничивания — подтверждается теоретическими расчетами, основанными на гипотезе подобия ^{8, 10, 24, 25} и исследовании ренормализационной группы ^{12, 13, 26, 43-50}.

Таким образом, изучение магнитных фазовых переходов в точке Кюри в слабых магнитных полях привело к формированию новой области научных исследований. Здесь уже получены принципиально новые и важные результаты. К ним прежде всего относятся эффекты резкого изменения температурной зависимости магнитных, магнитоупругих, магнитооптических и других свойств ферромагнетиков, наблюдаемые в слабых магнитных полях. Изучение этих эффектов дает возможность определения самопроизвольной намагниченности и спонтанной магнитострикции, ряда критических индексов и амплитуд на основе кинк-явления и т. д. Эти эффекты представляют существенный интерес не только для дальнейшего развития теории фазовых переходов, но и для практики.

Несмотря на большой интерес, проявляемый в настоящее время к исследованию фазовых переходов в ферромагнетиках в слабых магнитных полях, все еще отсутствуют достаточные экспериментальные данные, однозначно подтверждающие теоретические выводы, а имеющиеся экспериментальные и теоретические результаты не обобщены и нет их сравнения. В связи с этим в настоящем обзоре сделана попытка восполнения этого пробела и рассматриваются особенности магнитных свойств изотропных и анизотропных ферромагнетиков в слабых магнитных полях в окрестности точки Кюри. При этом большое внимание уделяется влиянию флуктуаций намагниченности на формирование фазового перехода второго рода в магнитном поле. Кроме того, в обзоре рассматриваются особенности немагнитных свойств ферро- и ферримагнетиков, впервые изученные авторами обзора и их сотрудниками.

2. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Гриффитс ⁵ доказал теорему, согласно которой система магнитных диполей в кристаллической решетке с магнитным диполь-дипольным и обменным взаимодействиями, в термодинамическом пределе очень больших объемов обладает определенной объемной свободной энергией, не

зависящей от формы образца при $H = 0$. Непосредственным следствием этой теоремы является то, что в отсутствии внешнего магнитного поля наименьшим энергетическим состоянием изотропной магнитной системы не является состояние с однородной намагниченностью. Для иллюстрации этого вывода Аррот ⁴ рассмотрел модель тонкого изотропного ферромагнитного тороида, для которого в отсутствие магнитного поля основным состоянием является неоднородно намагниченная мода. Он показал, что при намагничивании образца слабым магнитным полем, приложенным перпендикулярно плоскости тороида, происходит фазовый переход второго рода из неоднородно намагниченного ферромагнитного в однородно намагниченное парамагнитное состояние, а температура перехода квадратично зависит от напряженности магнитного поля. Предполагая, что нижайшим энергетическим состоянием системы является состояние с неоднородной намагниченностью, Аррот нашел условия, при которых она претерпевает фазовый переход II рода в магнитном поле ⁴.

Из-за диполь-дипольного взаимодействия, которое приводит к появлению размагничивающего поля, неоднородно намагниченным состоянием тороида (N-состояние) является состояние, при котором вектор намагниченности будет располагаться в плоскости тороида. Однородно намагниченным (U-состояние) является состояние, при котором вектор намагниченности будет параллелен магнитному полю, приложенному перпендикулярно плоскости тороида. Задача определения условий, при которых N-состояние преобразуется в U-состояние, подобна задаче определения перпендикулярной восприимчивости антиферромагнетика ^{2, 6}.

В поле $\mathbf{H} = H\mathbf{z}$, перпендикулярном плоскости тороида, разложение намагниченности элемента объема будет иметь вид

$$\mathbf{M} = M\mathbf{m} = M_z\mathbf{z} + M_\theta\theta, \quad (2.1)$$

где единичные векторы: \mathbf{z} — перпендикулярен к плоскости тороида; \mathbf{m} направлен касательно к окружности в плоскости тороида для рассматриваемого элемента объема. Тогда в приближении молекулярного поля общее поле, действующее на локализованный спин, равно результату от внешнего поля, обменного и размагничивающего полей, т. е.

$$H_{\text{эфф}} = H\mathbf{z} + \gamma M\mathbf{m} - DM_z\mathbf{z}. \quad (2.2)$$

Условие равенства нулю момента сил, действующих на магнитные моменты ($[\mathbf{M}H_{\text{эфф}}] = 0$), приводит к уравнению

$$M_\theta (H - DM_z) = 0. \quad (2.3)$$

Это уравнение позволяет найти условия реализации U- или N-состояния. Для U-состояния $M_\theta = 0$ и $M_z = M$. В этом случае измерения вдоль H приводят к обычной температурно зависящей намагниченности. Для N-состояния $M_\theta \neq 0$ и $M_z = H/D$ и, следовательно, намагниченность, измеренная вдоль поля H , пропорциональна полю и не зависит от температуры, подобно перпендикулярной восприимчивости антиферромагнетика.

Впервые на линейную зависимость намагниченности конечных ферромагнетиков от поля обратил внимание Неель ¹⁵, а затем Фалло ¹⁶ экспериментально подтвердил эту зависимость для многих ферромагнетиков. Последующие экспериментальные исследования ¹⁷⁻²³ магнитных свойств поликристаллических ферро- и ферри-магнетиков в слабых магнитных полях ($H < H_p$) не только подтвердили линейную зависимость M от H , но и показали температурную независимость намагниченности вплоть до $T = T_c(H)$, выше которой M резко уменьшается. Это явление, получившее название «кинк» для ряда ферритов, впервые было обнаружено Камилловым ²² и использовано для определения T_c . Эксперименты по исследова-

нию теплоемкости EuS^3 в окрестности T_c показали, что с увеличением магнитного поля температура, на которую приходится максимум теплоемкости, смещается в сторону низких температур.

Вышеперечисленные факты и соображения легли в основу теоретических расчетов, проведенных в приближении молекулярного поля.

Области устойчивости U- и N-состояний можно найти по разности свободных энергий этих состояний как функции температуры и внешнего поля. Войтович и Рэйл дали соответствующий расчет для случая $S = 1/2$ ⁶. Здесь мы приведем их вывод. В U-состоянии эффективное поле

$$H_{\text{эфф}} = (H + \gamma M - DM)_z. \quad (2.4)$$

В N-состоянии внешнее и размагничивающее поля направлены по оси z , и поэтому $H_{\text{эфф}} = \gamma mM$. Соответствующие свободные энергии обоих состояний (в единицах γM^2) имеют вид

$$F_U = F_0(\tau) - \tau \ln \{2 \text{ch} [(h - d\sigma_U + \sigma_U) \tau^{-1}]\} - \frac{1}{2} d\sigma_U^2 + \frac{1}{2} \sigma_U^2, \quad (2.5)$$

$$F_N = F_0(\tau) - \tau \ln \left(2 \text{ch} \frac{\sigma_N}{\tau} \right) - \frac{1}{2} \frac{h^2}{d} + \frac{1}{2} \sigma_N^2, \quad (2.6)$$

где $h = H/\gamma M_0$, $d = D/\gamma$, M_0 — намагниченность при $T = 0$, приведенная температура $\tau = T/T_c(0)$, а $T_c(0)$ — температура Кюри. В качестве параметров порядка используются $\sigma_N = M_N/M_0$ и $\sigma_U = M_U/M_0$. Минимизируя F_U и F_N относительно σ_U и σ_N при постоянных τ и H , получим

$$\sigma_U = \text{th} [(h - d\sigma_U + \sigma_U) \tau^{-1}], \quad (2.7)$$

$$\sigma_N = \text{th} \frac{\sigma_N}{\tau}. \quad (2.8)$$

Условием перехода из состояния N в U является равенство свободных энергий ($F_N = F_U$), что соответствует условию

$$\sigma_U = \sigma_N = \frac{h}{d}. \quad (2.9)$$

Приведенную температуру, при которой происходит переход из N в U-состояние, обозначим через $\tau_c(h)$, а саму температуру через $T_c(H)$. Тогда из (2.7) и (2.9) легко показать, что

$$\tau_c(h) = \frac{h}{d} \left(\text{arcth} \frac{h}{d} \right)^{-1}. \quad (2.10)$$

В случае слабых магнитных полей выражение (2.10) принимает вид

$$\tau_c(h) = 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{h}{d} \right)^2. \quad (2.11)$$

Для $T < T_c(H)$, $F_N < F_U$ устойчивым является неоднородно намагниченное состояние; для $T > T_c(H)$ σ_N меньше, чем h/d , и устойчиво только U-состояние. При температуре $T_c(H)$ $M_N = M_U$. Выше $T_c(H)$ измеряемая на опыте компонента намагниченности $M_z = M_0 \sigma_U$, а ниже $T_c(H)$ $M_z = H/D$.

Таким образом, температура $T_c(H)$, которая квадратично зависит от поля H , разделяет состояние с неоднородной и однородной намагниченностью. Она получила название «кинк»-температуры. Результаты численного решения уравнений (2.7) и (2.8) в различных внешних магнитных полях показаны на рис. 1, а. Точки излома $T_c(H)$ как точки фазового перехода принципиально не отличаются от $T_c(0) \equiv T_c$.

Случай произвольного S был рассмотрен Дюрчевским⁷. В неоднородно намагниченной фазе компоненты намагниченности вдоль поля σ_N^1 и перпендикулярно полю σ_N^2 подчиняются следующим законам:

$$\sigma_N^1 = \frac{h}{d}, \quad \sigma_N^2 = \pm \sqrt{\sigma_N^2 - \left(\frac{h}{d}\right)^2}. \quad (2.12)$$

В окрестности температуры фазового перехода T_c для случая $S = 1/2$

$$(\sigma_N^2)^2 \approx 3 \left(1 - \frac{T}{T_c(H)}\right) \quad (2.13)$$

и, следовательно, намагниченность неоднородной моды непрерывно стремится к нулю при $T = T_c(H)$, подтверждая наличие фазового перехода второго рода. Расчеты Дюрчевского показали, что в области температуры

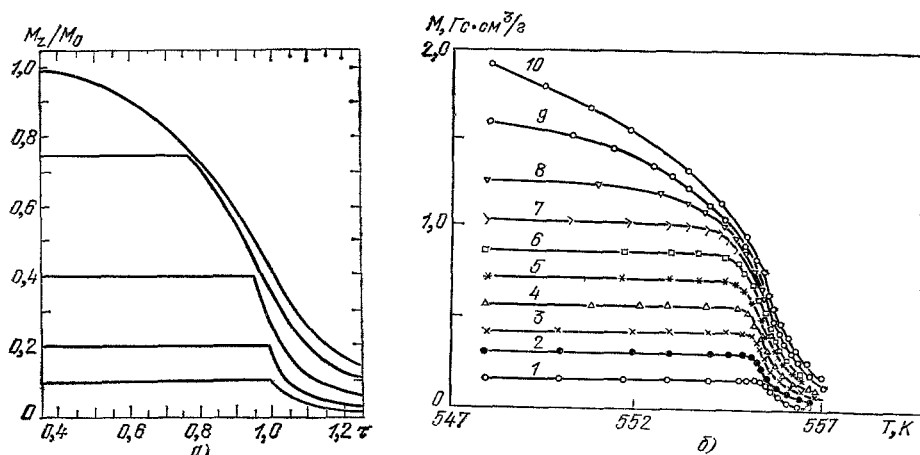


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности в слабых магнитных полях. а) Теоретические кривые⁴ во всех случаях $d = 0,04$, для верхней кривой $h/d = 1$, б) экспериментальные данные для феррита-граната $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 1 — 4Э, 2 — 6Э, 3 — 8Э, 4 — 10Э, 5 — 12Э, 6 — 13,5Э, 7 — 16Э, 8 — 20Э, 9 — 30Э, 10 — 40Э

$T_c(H)$ должны наблюдаться не только особенности теплоемкости, но и восприимчивости неоднородной моды в пределе слабых полей, тогда как восприимчивость по направлению поля согласно (2.12) постоянна,

$$\chi = \frac{1}{d}. \quad (2.14)$$

Полученные в приближении молекулярного поля^{4, 6, 7} закономерности (2.10—2.14) показывают, что в изотропных ферромагнетиках с диполь-дипольными взаимодействиями магнитное поле не разрушает фазовый переход 2-го рода. Таким образом, характерными особенностями перехода из неоднородно намагниченного состояния в однородно намагниченное являются: 1) линейная зависимость намагниченности от H ; 2) температурное постоянство намагниченности и восприимчивости в неоднородно намагниченной фазе вплоть до температуры $T_c(H)$, которая квадратично зависит от H ; 3) наличие особенностей намагниченности и восприимчивости неоднородной моды в $T_c(H)$.

Многочисленные экспериментальные данные для поли- и монокристаллов качественно подтверждают эти особенности магнитных свойств¹⁷⁻²². В качестве примера на рис. 1б приведены данные температурной зависи-

⁷ УФН, т. 140, вып. 4

мости намагниченности в различных полях для ферромагнетика $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Однако характерный для теории молекулярного поля недостаток — отсутствие учета флуктуаций приводит к тому, что нет количественного согласия между теорией и экспериментом. В частности, линия фазовых переходов II рода на $H - T$ -плоскости описывается степенной зависимостью с критическим индексом $\omega = 1/\beta$, а не квадратичной зависимостью (2.11). На рис. 2 приведены наши экспериментальные данные по смещению $T_c(H)$ в слабых магнитных полях для феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ очевидно, что отклонение от квадратичной зависимости возрастает при приближении к $T_c(0)$. Эти данные свидетельствуют о существенной роли флуктуаций намагниченности на формирование перехода из неоднородно намагниченного состояния в однородно намагниченное в изотропных ферро- и ферримангнетиках с диполь-дипольными силами. Необходимо отметить, что до

сих пор нет работ теоретического характера, учитывающих флуктуации в неоднородно намагниченных ферромагнетиках.

Тем не менее теоретически предсказанные и экспериментально обнаруженные особенности магнитных свойств в изотропных ферромагнетиках конечных размеров представляют значительный интерес. В частности, имеется возможность использования «кинк»-явления для точного определения температурного хода самопроизвольной намагниченности и температуры Кюри ферро- и ферримангнетиков.

Как известно, для определения M_s и T_c разработаны многочисленные

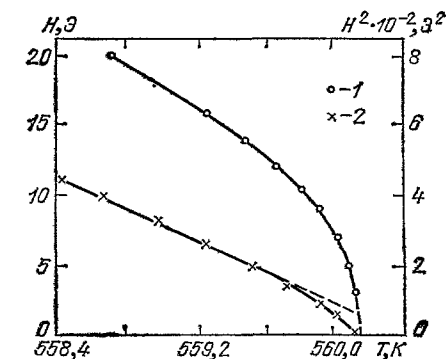


Рис. 2. Смещение точки Кюри в слабых магнитных полях для $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

1 — точки излома на $H - T$ -плоскости, 2 — точки на $H^2 - T$ -плоскости

методы ^{1, 2}. Однако до сих пор прецизионное определение этих параметров остается все еще нерешенной проблемой. В настоящее время для определения M_s и T_c используются также ядерные методы, такие, как ЯМР, дифракция нейтронов и эффект Мёссбауэра, которые не требуют приложения внешнего магнитного поля. Однако эти методы имеют свои недостатки, к которым, прежде всего, следует отнести то, что при определении M_s и T_c необходимо учесть характерные времена релаксационных процессов. При приближении к T_c время релаксации растет и может оказаться равной характерному времени эксперимента ядерных методов, что приводит или к размытию картины фазового перехода, или к переоценке T_c , например в случае проявления суперпарамагнетизма. В некоторых случаях ядерные методы дают и значительно заниженные значения T_c ²⁸. В этой связи непосредственные магнитные измерения, на наш взгляд, позволяют определить M_s и T_c более точно, несмотря на то, что эти измерения проводятся в конечных магнитных полях ²².

В магнитных методах экспериментально получают набор точек $M - H - T$ -данных и их экстраполяцией к значению полю $H = 0$ находят M_s и T_c . На сегодняшний день существуют несколько методов экстраполяции — это хорошо известный метод термодинамических коэффициентов Белова ²⁹ и эквивалентный ему метод Аррота ³⁰ и модифицированный метод Белова, разработанный Поповичем ³¹, который эвристически учитывает флуктуации. Эти методы достаточно подробно описаны в литературе, и поэтому остановимся только на кинк-методе, получившем развитие в последние годы.

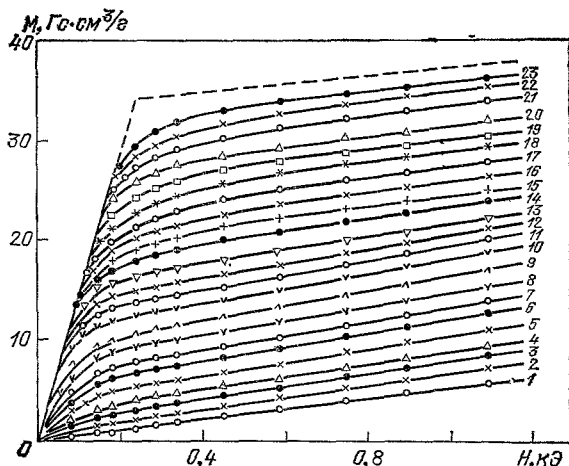
В основе этого метода лежит простая идея, основанная на изложенных выше соображениях. В ферромагнетике конечных размеров, находящемся в магнитном поле H , создается размагничивающее поле $H_p = DM$, и внутреннее поле, действующее на образец, определяется выражением

$$H_1 = H - DM. \quad (2.12)$$

В слабых магнитных полях, как было показано выше, намагниченность зависит линейно от поля, так что размагничивающее поле равно внешнему и $H_1 = 0$. При этом, как следует из (2.12), максимально возможная намагниченность не может быть больше H/D . С другой стороны, максимальная намагниченность, соответствующая полному магнитному насыщению при температуре T , равна самопроизвольной намагниченности $M_s(T)$. Отсюда

Рис. 3. Изотермы полевой зависимости намагниченности Fe_3O_4 для различных T ²².

1 — 848,16 К; 2 — 347,16 К; 3 — 846,66 К; 4 — 846,16 К; 5 — 845,16 К; 6 — 844,16 К; 7 — 843,16 К; 8 — 843,16 К; 9 — 842,66 К; 10 — 842,66 К; 11 — 842,16 К; 12 — 841,66 К; 13 — 841,16 К; 14 — 840,66 К; 15 — 840,16 К; 16 — 839,66 К; 17 — 839,66 К; 18 — 839,16 К; 19 — 838,66 К; 20 — 838,16 К; 21 — 837,16 К; 22 — 836,16 К; 23 — 835,16 К.



следует возможность определения $M_s(T)$. Нарушение условия $H_1 = 0$ может быть обнаружено двумя путями:

- 1) меняя магнитное поле при фиксированной температуре и
- 2) меняя температуру при фиксированном поле.

В первом случае экспериментально строят изотермы намагниченности. С увеличением поля H намагниченность изотропного ферромагнетика при выполнении условия $\chi \gg 1/D$ будет возрастать пропорционально полю H до тех пор, пока $H < DM_s$. Выше определенного критического значения поля $H_k = DM_s$ внутреннее поле H_1 перестает быть равным нулю и на изотерме наблюдается излом. По точке излома определяется величина M_s , соответствующая температуре, рассматриваемой изотермы (рис. 3). Для построения температурной зависимости M_s строят набор изотерм. В реальных ферромагнетиках излом выражен не четко, как видно из экспериментальных изотерм намагниченности магнетита, снятых нами вблизи T_c (рис. 3). Во втором случае снимается температурная зависимость намагниченности при $H < H_p$. Наведенная полем намагниченность будет оставаться постоянной и равной $M(T) = H/D$, пока $M(T) < M_s(T)$. При некоторой температуре $T = T_c(H)$ наблюдается резкое уменьшение намагниченности (кинк-явление). Из условия $M(T) < M_s$ следует, что температурная область $T < T_c(H)$ соответствует фазе с неоднородно распределенной намагниченностью. В точке излома $H_1 = 0$, а $M = M_s$ при температуре, соответствующей температуре излома. Начиная с точки излома перестает выполняться условие $H_1 = 0$. При дальнейшем увеличении температуры намагниченность уменьшается, но при каждой температуре $M(T)$ будет больше M_s на величину ΔM из-за наличия парапроцесса во внешнем поле, уменьшенном на величину $\Delta H_1 = D\Delta M$. Для построения $M_s(T)$ строится

набор кривых $M(T)$ при различных полях H . На рис. 16 приведены кривые температурной зависимости намагниченности феррита-граната диспрозия. Температура излома с увеличением поля H смещается в сторону низких температур. При всех температурах $T > T_c(H)$ поле H обеспечивает однородное намагничивание ферромагнетика, и поэтому эта температурная область соответствует однородно намагниченной фазе. Точка излома $T_c(H)$ является точкой фазового перехода в магнитном поле.

Таким образом, снимая зависимость $M(T)$ в различных полях на образцах с правильной геометрической формой: сфера, тонкий диск и т. д., для которой точно известен размагничивающий фактор D , имеем набор

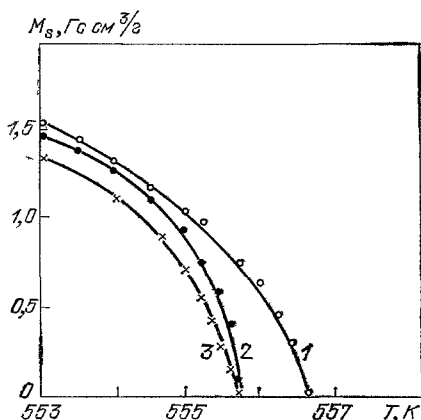


Рис. 4. Температурные зависимости самопроизвольной намагниченности $Dy_3Fe_5O_{12}$ ²², восстановленные различными экстраполяционными методами. 1 — кинк-метод, 2 — по Белову²⁹, 3 — по Поповичу³¹

точек, определяющий зависимость M_s от T . Температура обращения M_s в нуль соответствует температуре Кюри. Для сравнения на рис. 4 приведены кривые $M_s(T)$, восстановленные различными экстраполяционными методами. В отличие от других методов кинк-метод, не связанный с какими бы то не было предположениями модельного или другого характера и который базируется на чисто экспериментальных фактах, позволяет наиболее корректно определять M_s и T_c ²².

Необходимо отметить, что теоретическое обоснование кинк-метода на основе теории молекулярного поля, несмотря на присущие ей недостатки, достаточно корректно описывает общую картину фазового перехода 2-го рода, наблюдаемого в изотропных ферромагнетиках конечных размеров, для которого характерно неоднородно намагниченное состояние.

В работах Дюрчевского⁷ отмечено, что для описания кинк-явления вовсе не обязательно исходить из допущения неоднородно намагниченного состояния в ферромагнетиках, а достаточно рассмотреть анизотропию (в данном случае анизотропию формы). Однако эксперименты по дифракции нейтронов позволили обнаружить неоднородно намагниченные области вблизи точки Кюри ферромагнетиков конечных размеров³² и в связи с этим, видимо, следует различать фазовые переходы в изотропных и анизотропных ферромагнетиках в магнитном поле.

Неоднородно намагниченное состояние с помощью нейтронов наблюдалось пока только в одной работе. Между тем ферромагнетик конечных размеров обычно разбивается на домены. Все рассуждения о переходе из неоднородного состояния в однородное справедливы и для перехода ферромагнетика, разбитого на домены в однородное состояние, который тоже проявляется как фазовый переход II-го рода. Таким образом, кривые, подобные приведенным на рис. 1 и 3, как, впрочем, и многие последующие получаются во всех случаях: 1) для модели анизотропного ферромагнетика с полем, перпендикулярным оси анизотропии, 2) для перехода из неоднородной фазы в однородную и 3) для перехода из многодоменного в однородное состояние. А. С. Боровик-Романов указал на то, что последний переход должен наблюдаться и для одноосного ферромагнетика с магнитным полем, направленным вдоль легкой оси.

3. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Фазовые переходы в анизотропных ферромагнетиках рассмотрим, следуя работам ⁸⁻¹¹, на основе термодинамической теории Ландау. В этом приближении свободная энергия анизотропного ферромагнетика в окрестности T_c может быть записана в виде

$$F = F_0 + \sum_i a_i M_i^2 + \sum_{i,k} b_{ik} M_i^2 M_k^2 - (HM), \quad (3.1)$$

где a_i и b_{ik} — термодинамические коэффициенты, M_i — компонента вектора намагниченности на оси координат, H — магнитное поле.

Легко показать, что (3.1) описывает все возможные случаи анизотропии:

$$1. \quad a_x = a_y = a, \quad a_x - a_z = K_1 > 0,$$

$$b_{xx} = b_{yy} = b_{zz} = \frac{1}{2} b_{xy} = \frac{1}{2} b_{zx} = b \quad (3.2)$$

— ферромагнетик типа «легкая ось».

$$2. \quad a_x = a_y = a, \quad a_x - a_z = K_1 < 0,$$

$$b_{xx} = b_{yy} = \frac{1}{2} b_{xy} = b, \quad b_{zx} = b_{zy} \quad (3.3)$$

— ферромагнетик типа «легкая плоскость».

$$3. \quad a_i = a, \quad b_{ii} = b, \quad b = \frac{1}{2} b_{ik} = K_2 > 0 \quad (3.4)$$

— кубический ферромагнетик с легкой осью вдоль [111].

$$4. \quad a_i = a, \quad b_{ii} = b, \quad b = \frac{1}{2} b_{ik} = K_2 < 0 \quad (i \neq k) \quad (3.5)$$

— ферромагнетик с легкой осью вдоль [100].

Из выражения для свободной энергии (3.1) найдем условия сохранения фазового перехода II рода в магнитном поле для четырех случаев анизотропии.

Для одноосного кристалла, используя (3.2), равновесные значения намагниченности можно найти, минимизируя (3.1) по M_x и M_y . В результате, когда ось анизотропии совпадает с осью z , а поле направлено по оси x , имеем

$$0 = M_z [2(a - K_1) + 4bM_x^2 + 4bM_z^2], \quad (3.6)$$

$$H_x = M_x [2a + 4bM_x^2 + 4bM_z^2]. \quad (3.7)$$

Уравнение 3.6 имеет два решения:

$$M_z = 0, \quad (3.8)$$

$$M_z^2 = -[(a - K_1) + 2bM_x^2] \frac{1}{2b}. \quad (3.9)$$

Первое решение соответствует парамагнитной фазе, а второе — магнитной. Переход из одной фазы в другую осуществляется, если

$$(a - K_1) + 2bM_x^2 = 0. \quad (3.10)$$

Из уравнения (3.7) следует, что M_x не обращается в нуль ни при каких температурах. Однако в точке, соответствующей (3.10), наблюдается излом в зависимости $M_x(T)$. Действительно, если $M_z = 0$ и выполняется

условие (3.10), то, как следует из (3.7),¹

$$M_x = \frac{H_x}{2K_1}. \quad (3.11)$$

Это решение соответствует минимуму энергии не только в точке перехода, но и во всей ферромагнитной фазе, если

$$(a - K_1) + 2bM_x^2 < 0, \quad (3.12)$$

тогда как в парамагнитной фазе ($a - K_1 + 2bM_x^2 > 0$) M_x определяется уравнением

$$H_x = M_x(2a + 4bM_x^2). \quad (3.13)$$

Как видно из рис. 5, где представлены графики температурной зависимости M_x и M_z в различных магнитных полях ($H < H_p$), M_z непрерывно уменьшается при $T \rightarrow T_c(H)$, а M_x остается постоянной до температуры,

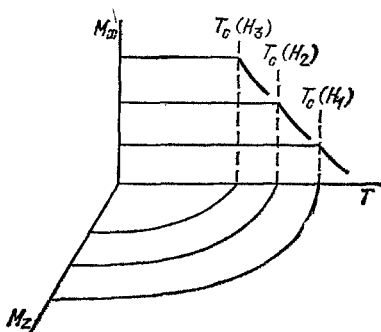


Рис. 5. Схематические кривые температурной зависимости M_x и M_z ($H_1 < H_2 < H_3$) для одноосного ферромагнетика¹⁰.

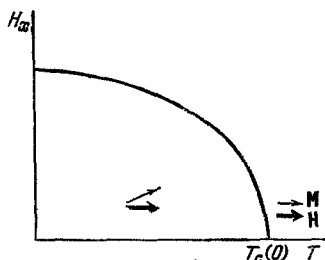


Рис. 6. Линия фазовых переходов II рода для одноосного ферромагнетика¹⁰.

при которой совершается переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное. В поперечном поле, как следует из (3.8) — (3.11), одноосный ферромагнетик совершает фазовый переход II рода при температуре

$$T_c(H) = T_c(0) - \frac{2b}{a^2} \left(\frac{H_x}{2K_1} \right)^2, \quad (3.14)$$

где $a' > 0$ определяется из разложения $a - K_1 = a(T - T_c)$. Согласно (3.14), при увеличении H $T_c(H)$ смещается в сторону низких температур по квадратичному закону, а сама температура $T_c(H)$ разделяет фазы с $M_z \neq 0$ и $M_z = 0$ (рис. 6).

Рассмотрим поведение восприимчивости в одноосном ферромагнетике. Тензор восприимчивости имеет четыре компоненты: χ_{zz} , $\chi_{xz} = \chi_{zx}$, χ_{xx} . В поперечном поле имеют смысл только компоненты χ_{xz} и χ_{xx} . Для ферромагнитной фазы из (3.8), (3.9) и (3.11) можно показать, что

$$\chi_{xz} = \frac{H_x}{4K_1^2(a^2/2b)\sqrt{T_c(H) - T}} \sim [T_c(H) - T]^{-1/2} \quad (3.15)$$

и при $T \rightarrow T_c(H)$, $\chi_{xz} \rightarrow \infty$, тогда как

$$\chi_{xx} = \frac{1}{2K_1} \quad (3.16)$$

не зависит от T и H вплоть до $T = T_c(H)$. В парамагнитной фазе $\chi_{xz} = 0$, так как $M_z = 0$, а

$$\chi_{xx} = \frac{1}{2[a^1(T - T_c) + 6bM_x^2 + K_1]} \quad (3.17)$$

стремится к бесконечности при температуре

$$T = T_c - \frac{6bM_x^2}{a^1} - \frac{K_1}{a^1}. \quad (3.18)$$

Следует отметить, что полученные здесь результаты не зависят от природы анизотропии и справедливы как для случая магнито-кристаллографической анизотропии, так и для обменной.

Несмотря на значительное число работ теоретического характера ⁸⁻¹¹, посвященных изучению фазовых переходов II рода в одноосных ферромагнетиках, экспериментальные исследования все еще крайне редки. Нам

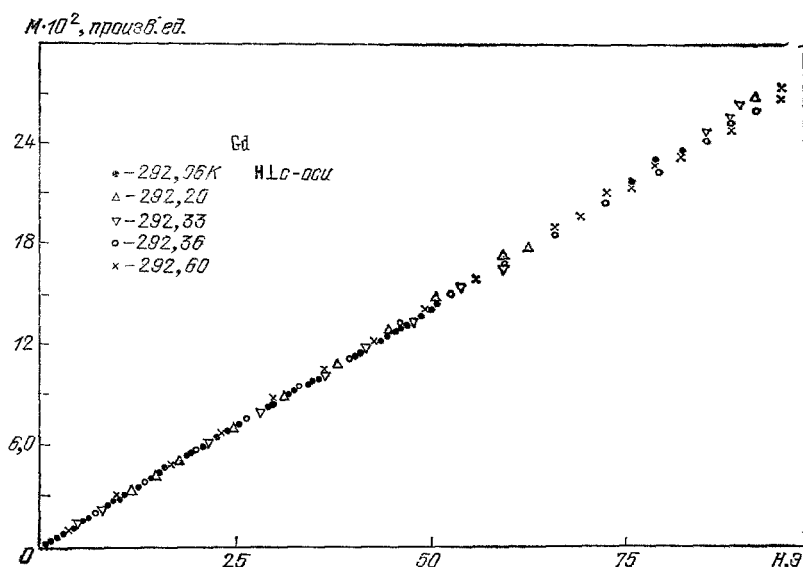


Рис. 7. Зависимость M_x от H для Gd при различных T .

известны только три работы ³³⁻³⁵, ставящие основной целью изучение свойств одноосных ферромагнетиков в слабых магнитных полях. Анализ этих работ показывает, что, действительно, в ферромагнетиках типа «легкая ось» $\text{Cu}(\text{NH}_4)_2\text{Br}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ^{33, 35} $\text{CuK}_2\text{Cl}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ³⁵, MnP ³⁶ наблюдается фазовый переход II рода, если магнитное поле приложено перпендикулярно легкой оси. Согласно нашим экспериментальным данным, полученным для одноосного ферромагнетика Gd, как видно из рис. 7, в ферромагнитной фазе намагниченность линейно растет с увеличением H и компонента намагниченности M_x не зависит от T в соответствии с формулой (3.11), а компонента M_z обращается в нуль при $T = T_c(H)$. Температура перехода смещается в сторону низких температур с увеличением H , следуя закономерности

$$T_c(H) = T_c - AH_x^\omega, \quad (3.19)$$

где A — постоянная, которая не зависит от T и H , а ω принимает значения $2,5 \pm 0,1$ ³⁴ и $2,63 \pm 0,1$ ³³ для $\text{Cu}(\text{NH}_4)_2\text{Br}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ $2,6 \pm 0,1$ ³⁵ для $\text{CuK}_2\text{Cl}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и $2,51 \pm 0,1$ для Gd (по нашим данным).

Компонента восприимчивости, параллельная полю, согласно экспериментальным данным и в соответствии с (3.16), слабо зависит от T и H в ферромагнитной фазе, тогда как в парамагнитной фазе вблизи $T_c(0)$ наблюдается максимум, который с увеличением H смещается в сторону высоких температур) рис. 8)³⁴. Что касается χ_{xz} , то все еще нет прямых

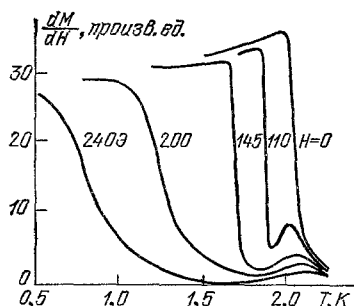


Рис. 8. Температурная зависимость восприимчивости для $\text{Cu}(\text{NH}_4)_2\text{Br}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в магнитном поле при $p = 7,5$ кбар³⁴.

экспериментов, но косвенные данные, в частности, по поглощению ультразвуковых волн в MnP , показывают сингулярность χ_{xz} при $T = T_c(H)$ ³⁶.

Все эти данные свидетельствуют о возможности качественного описания фазового перехода II рода в одноосных ферромагнетиках в поперечном поле на основе теории Ландау, но отсутствие количественного согласия между теорией и экспериментом указывает на необходимость учета флуктуаций компоненты намагниченности вдоль легкой оси.

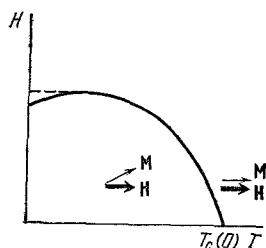


Рис. 9. Фазовая диаграмма ферромагнетика типа «легкая плоскость».

Впервые учет флуктуаций в рамках теории Ландау для одноосных ферромагнетиков был проведен Шнайдом¹⁰, и им показано, что радиус корреляции флуктуаций компоненты намагниченности вдоль легкой оси в поперечном поле обладает расхождением при $T_c(H)$ такой же, как и в теории Орштейна — Цернике (см.¹⁴).

В ферромагнетиках типа «легкая плоскость» в разложении свободной энергии (3.1) будут присутствовать все три компоненты намагниченности, а $K_1 < 0$. Если магнитное поле приложено перпендикулярно легкой плоскости, то критическим поведением будут обладать M_x и M_y , а M_z не обращается в нуль при любых конечных температурах. Следовательно, температурная и полевая зависимости намагниченности и восприимчивости такие же, как и у одноосных ферромагнетиков. Однако, как показывают расчеты Шнайда¹³, Никитина и др.^{37,38} линия фазовых переходов II рода на $H - T$ плоскости определяется выражением

$$H = \sqrt{A - T_c(H)} [T_c(0) - T_c(H)], \quad (3.20)$$

из которой следует, что имеется область магнитных полей, где $T_c(H)$ растет с увеличением H (см. рис. 9). В достаточно слабых полях линия фазовых переходов описывается такой же закономерностью, что и для одноосных ферромагнетиков. Экспериментальные исследования магнитных свойств сплавов $\text{Tb}_x\text{Gd}_{1-x}$ показали, что, действительно, в полях до 12 кэ $T_c(H)$ смещается в сторону низких температур с ростом H ^{37,38}.

Как и в ферромагнетиках типа «легкая ось» и «легкая плоскость», в кубических многоосных кристаллах возможны фазовые переходы 2-го рода

при соответствующем выборе направлений магнитного поля относительно кристаллографических осей. Теоретические исследования проведены на основе теории Ландау в ферромагнетиках с осями легкого намагничивания вдоль [100] и [111] при $\mathbf{H} \parallel [111]$, [110] и [100]^{12,40} и когда \mathbf{H} направлено произвольно в плоскости [100]¹⁰⁻¹³. В этих работах показано, что фазовый переход II рода в слабых магнитных полях имеет место только в том случае, когда магнитное поле лежит в плоскости, образованной двумя легкими осями под углом $\pi/4$ к этим осям или параллельно трудной оси (кристаллы с легкой осью [100]). В ферромагнетиках с осью легкого намагничивания вдоль [111] ФП II рода не разрушается слабым магнитным полем, направление которого лежит в плоскости, образованной двумя трудными осями, или же при $\mathbf{H} \parallel [100]$.

Согласно термодинамической теории Ландау, свободная энергия кубического ферромагнетика вблизи точки Кюри в пределе слабых магнитных полей может быть записана в виде

$$F = F_0 + a^4 (T - T_c) M_i^2 + b M_i^2 M_k^2 + K_2 (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4) - (\mathbf{H}\mathbf{M}). \quad (3.21)$$

Из анализа этого выражения на необходимые условия существования минимума следует, что

$$2M_i [a^4 (T - T_c) + 2bM^2 + 2K_2 M_i^2] = H_i, \quad (3.22)$$

а достаточные условия максимума определяются неравенствами

$$|\Delta| = \begin{vmatrix} f_{xx} & f_{xy} & f_{xz} \\ f_{yx} & f_{yy} & f_{yz} \\ f_{zx} & f_{zy} & f_{zz} \end{vmatrix} > 0, \quad \begin{vmatrix} f_{xx} & f_{xy} \\ f_{yx} & f_{yy} \end{vmatrix} > 0, \quad f_{xx} > 0, \quad (3.23)$$

где

$$f_{ii} = \frac{\partial^2 F}{\partial M_i^2} = 2 [a^4 (T - T_c) + 2bM^2 + 2(2b + 3K_2) M_i^2], \quad (3.24)$$

$$f_{ik} = \frac{\partial^2 F}{\partial M_i \partial M_k} = 8b M_i M_k. \quad (3.25)$$

Рассмотрим сперва ферромагнетик с легкой осью вдоль [111], который описывается (3.21) с $k_2 > 0$. Приложим внешнее магнитное поле так, чтобы его направление лежало в плоскости xy . При этих условиях из уравнения (3.22) следует, что

$$M_z^2 = - \frac{a^4 (T - T_c) + 2b(M_x^2 + M_y^2)}{2(b + k_2)}, \quad (3.26)$$

а M_i определяется уравнением

$$4M_i (bM_z^2 + K_2 M_i^2) = H_i, \quad i = x, y. \quad (3.27)$$

Эти решения удовлетворяют условиям минимума, если

$$a^4 (T - T_c) + 2b (M_x^2 + M_y^2) < 0.$$

В противном случае условиям минимума удовлетворяют решения:

$$M_z = 0, \quad (3.28)$$

$$2M_i [a^4 (T - T_c) + 2bM^2 + 2K_2 M_i^2] = H_i. \quad (3.29)$$

Состояния ферромагнетика с легкой осью вдоль [111], описываемые выражениями (3.26), (3.27) и (3.28), (3.29), будут иметь одинаковые энергии

при выполнении условия

$$a^4 (T - T_c) + 2b (M_x^2 + M_y^2) = 0. \quad (3.30)$$

Откуда, подставляя (3.28) и (3.29), получим выражение для температуры, при которой осуществляется фазовый переход:

$$T_c(H) = T_c - \frac{2b}{a^4} \left(\frac{1}{2K_2} \right)^{2/3} (H_x^{2/3} + H_y^{2/3}). \quad (3.31)$$

Как следует из выражений (3.26), (3.30) и (3.31), M_z при $T \rightarrow T_c(H)$ непрерывно стремится к нулю, указывая на наличие фазового перехода II рода. Для окончательного выяснения рода перехода рассмотрим поведение восприимчивости.

Тензор восприимчивости ферромагнетика с легкой осью вдоль [111] определяется соотношением

$$\chi_{ik} = \frac{A_{ik}}{|\Delta|}, \quad (3.32)$$

где A_{ik} — соответствующий минор матрицы $|\Delta|$, определяемой (3.23). Анализ шести компонент восприимчивости показывает, что при $T \rightarrow T_c^+(H)$ (со стороны высоких температур) сингулярным поведением

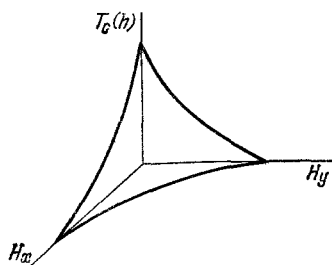


Рис. 10. Линия фазовых переходов II рода кубических четырехосных ферромагнетиков.

обладает только компонента χ_{zz} , которая стремится к бесконечности по степенному закону

$$\chi_{zz} \sim [T - T_c(H)]^{-1}. \quad (3.33)$$

Остальные компоненты χ_{ik} при $T = T_c(H)$ принимают конечные значения, за исключением $\chi_{xz} = \chi_{yz}$, которые равны нулю.

Таким образом, при переходе из состояния (3.26), (3.27) в состояние (3.28), (3.29) наблюдается ФП II рода, так как M_z изменяется непрерывно, а χ_{zz} расходится. Линии ФП II рода описываются уравнением (3.31) и на $H - T$ -диаграмме могут быть представлены кривыми, приведенными на рис. 10.

В кубическом ферромагнетике с осью легкого намагничивания вдоль [100] ($K_2 < 0$, $b > |K_2|$) фазовые переходы II-го рода предсказаны для двух направлений магнитного поля:

1. Направление H лежит в плоскости x, y под углом $\pi/4$ к этим осям.
2. $H \parallel [111]$ (трудной оси).

Рассмотрим первый случай. Для удобства введем новую координатную систему, которая получается после преобразований:

$$X \rightarrow \frac{\sqrt{2}}{2} x + \frac{\sqrt{2}}{2} y, \quad Y \rightarrow -\frac{\sqrt{2}}{2} x + \frac{\sqrt{2}}{2} y, \quad Z \rightarrow z. \quad (3.34)$$

В новой координатной системе $H_y = H_z = 0$, а $H_x \neq 0$, и из (3.21) получим три типа решений:

$$1. \quad M_y = M_z = 0, \quad 2M_x [a^1 (T - T_c) + (2b + K_2) M_x^2] = H_x; \quad (3.35)$$

$$2. \quad M_y = 0, \quad M_z^2 = -\frac{[a^1 (T - T_c) + 2b M_x^2]}{2(b + K_2)},$$

$$\frac{2K_2 M_x}{b + K_2} [a^1 (T - T_c) + 3(b + K_2) M_x^2] = H_x, \quad (3.36)$$

$$3. \quad M_z = 0, \quad M_y^2 = -\frac{[a^1 (T - T_c) + (2b + 3K_2) M_x^2]}{2b + K_2},$$

$$\frac{4|K_2| M_x}{2b + K_2} [a^1 (T - T_c) + 4(b + K_2) M_x^2] = H_x. \quad (3.37)$$

Как видно из (3.35), стабильному состоянию соответствует фаза с $M_x^{(1)} \parallel H_x$, когда $a^1 (T - T_c) + (2b + 3K_2) M_x^2 > 0$. В фазах, соответст-

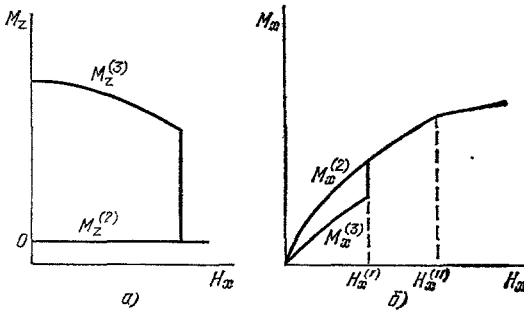


Рис. 11. Полевая зависимость M при $H \parallel$ оси x .
а) M_z -компонента намагниченности параллельна легкой оси, б) M_x -компонента параллельна H .

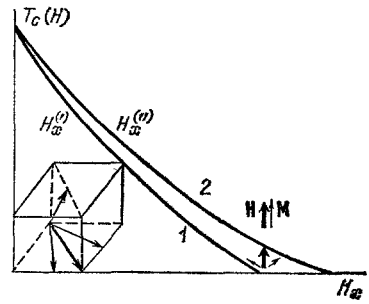


Рис. 12. Фазовая диаграмма трехосного ферромагнетика.
1 — линия ФП I рода; 2 — линия ФП II рода.

вующих решениям (3.36) и (3.37), намагниченность не совпадает с направлением поля. Из условий минимума следует, что при

$$a^1 (T - T_c) + 3(2b + K_2) M_x^2 < 0$$

фазы, описываемые решениями (3.36) или (3.37), могут быть стабильны. А при

$$a^1 (T - T_c) + 3(2b + K_2) M_x^2 = 0 \quad (3.38)$$

появится ФП I рода между этими состояниями, так как этот переход сопровождается скачком намагниченности (рис. 11). Если же

$$a^1 (T - T_c) + 3(2b + K_2) M_x^2 > 0 \quad \text{и} \quad a^1 (T - T_c) + (2b + 3K_2) M_x^2 < 0,$$

то только фаза, описываемая уравнением (3.37), стабильна. В этом случае возможен фазовый переход в состояние (3.35), когда

$$a^1 (T - T_c) + (2b + 3K_2) M_x^2 = 0, \quad (3.39)$$

что соответствует температуре

$$T_c(H) = T_c - \frac{3b + 3K_2}{a^1} \left(\frac{H_x}{4|K_2|} \right)^{2/3}. \quad (3.40)$$

При этой температуре нет скачка намагниченности, как видно из рис. 11, б, и из расчета аналогичного случая ферромагнетика с легкой осью [111] следует, что компонента восприимчивости χ_{yy} расходится при $T \rightarrow T_c(H)$,

$$\chi_{yy} = \{2[a^4(T - T_c) + (2b + 3K_2)]M_x^2\}^{-1} \rightarrow [T - T_c(H)]^{-1}. \quad (3.41)$$

Следовательно, при $T = T_c(H)$ наблюдается фазовый переход II-го рода. Фазовая диаграмма этого случая приведена на рис. 12.

В случае, когда $H \parallel [111]$, соответствующий анализ показывает, что возможен только фазовый переход II-го рода при температуре

$$T_c(H) = T_c(0) - \frac{b + |K_2|}{2a^4} \left(\frac{3H}{|K_2|} \right)^{2/3}. \quad (3.42)$$

Таким образом, в кубических многоосных ферромагнетиках в слабых магнитных полях фазовый переход II рода наблюдается при определенной ориентации H относительно кристаллографических направлений. В отличие от одноосных ферромагнетиков, для которых намагниченность зависит линейно от поля и остается независимой от T , для многоосных кристаллов

$$M_i = \frac{1}{4|K_2|} (H_i)^{4/3}, \quad (i = x, y). \quad (3.43)$$

Более того, M_x и M_y зависят от температуры, так как при $H = 0$ существует отличная от нуля компонента M_i . При увеличении температуры эта компонента уменьшается по абсолютной величине и в точке перехода на кривой $M_i(T)$ наблюдается излом.

Полученные из теории Ландау закономерности температурной и полевой зависимости намагниченности и восприимчивости пока еще не нашли экспериментального подтверждения, но очевидно, что и в многоосных ферромагнетиках при рассмотрении ФП 2-го рода в слабых магнитных полях необходимо принимать во внимание критические флуктуации намагниченности.

4. СКЕЙЛИНГОВСКОЕ ОПИСАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В предыдущих параграфах в приближении среднего поля было показано, что в анизотропных ферромагнетиках фазовый переход 2-го рода в T_c не разрушается слабым магнитным полем, направленным определенным образом по отношению к оси анизотропии. Вдоль этой оси сильно развиты флуктуации намагниченности. Феноменологически учесть флуктуации можно в приближении теории подобию (скейлинга)⁴¹, которое постулирует, что равновесные свойства в области температуры фазового перехода II-го рода могут быть описаны простыми степенными закономерностями. Эти закономерности приведены в табл. I.

В таблице G и \bar{G} — термодинамические потенциалы, конкретный вид которых будет дан позднее, а

$$\varepsilon = \frac{T - T_c(h)}{T_c(0)} = \varepsilon_0 + \varepsilon_h, \quad \varepsilon_0 = \frac{T - T_c(0)}{T_c(0)}. \quad (4.1)$$

Многие степенные закономерности, приведенные в этой таблице, экспериментально подтверждены для одноосных¹⁷⁻²² и типа «легкая плоскость»^{37, 38} ферромагнетиков. Однако теоретические значения критических индексов, вытекающие из теории среднего поля, значительно расходятся с экспериментальными данными (табл. II).

Таблица I

Равновесные свойства	$h_{\perp} = h = 0,$ $\varepsilon \rightarrow 0$	$\varepsilon = 0, h_{\perp} = 0,$ $h \rightarrow 0$	$\varepsilon = 0, h = 0,$ $h_{\perp} \rightarrow 0$
1. $M = -(\partial G / \partial h)$	$\sim \varepsilon^{\beta}$	$\sim h^{1/\delta}$	
2. $\chi = (\partial M / \partial h)$	$\sim \varepsilon^{-\gamma}$	$\sim h^{-\lambda}$	
3. $s_h = -(\partial G / \partial \varepsilon)_h$	$\sim \varepsilon^{\psi}$	$\sim h^{-\varphi}$	
4. $c_h = T (\partial S_h / \partial \varepsilon)_h$	$\sim \varepsilon^{-\alpha}$	$\sim h^{-\alpha_h}$	
5. $M_{\perp} = (\partial \bar{G} / \partial h_{\perp})$	$= 0$		$\sim h_{\perp}^{1/\delta_{\perp}}$
6. $\chi_{\perp} = (\partial M / \partial h_{\perp})$	$\sim \varepsilon^{-\gamma_{\perp}}$		$\sim h_{\perp}^{-\lambda_{\perp}}$
7. $s_{h_{\perp}} = -(\partial \bar{G} / \partial \varepsilon)_{h_{\perp}}$	$\sim \varepsilon^{\psi}$		$\sim h^{\varphi_{\perp}}$
8. $c_{h_{\perp}} = T (\partial S / \partial \varepsilon)_{h_{\perp}}$	$\sim \varepsilon^{-\alpha}$		$\sim h^{\alpha_{\perp}}$
9. $\varepsilon_h = \frac{T_c(0) - T_c(h)}{T_c(0)}$			$\sim h_{\perp}^{\omega}$

Таблица II

Ферромагнетики	Теория среднего поля			Эксперимент	
	Изотропный	Одноосный	Многоосный	Изотропный	Одноосный
Критические индексы:					
α	0	0	0		
β	1/2	1/2	1/2		
γ	1	1	1		
δ	3	3	3	4,6 ²²	6,75 ³⁰
δ_{\perp}	1	1	3	4 ¹⁰	4 ³⁰
ω	2	2	2/3	2,63 ²²	2,53—2,63
γ_{\perp}	1				
ψ					
λ					
λ_{\perp}	0	0	0		
α_h	0	0	0		
α_{\perp}					
φ	2/3	2/3	2/3		

Впервые на основе скейлинговой теории фазовые переходы в анизотропных ферромагнетиках были рассмотрены Вагнером и Риделом ²⁵. Конкретные соотношения между критическими индексами были получены Клямutom и Шнайдом ⁸, Шнайдом ²², Гаунтом и Бакером ⁴⁰, используя представления Каданова ⁴¹. На основе представлений, развитых в этих работах рассмотрим применение скейлинг-теории к описанию анизотропных ферромагнетиков в слабых магнитных полях.

Прежде всего остановимся на соотношении, которое связывает параметры подобия и критический индекс ω . В частности, из масштабных преобразований Каданова ⁴¹

$$\tilde{\varepsilon} \sim L^y \varepsilon, \quad \tilde{h} \sim L^x h \quad (4.2)$$

легко показать, что

$$\omega = \frac{x}{y}. \quad (4.3)$$

Из основного предположения скейлинговой теории следует, что

$$F(L^x h_{\perp}, L^y \varepsilon) = L^d(\varepsilon, h_{\perp}), \quad (4.4)$$

которое справедливо при любом L . Преобразовав выражение (4.4) к виду

$$F(\varepsilon, h_{\perp}) = \varepsilon^{\alpha/y} f(\varepsilon, h_{\perp}^{-y/\alpha}) \quad (4.5)$$

и дифференцируя (4.5) по h_{\perp} , получим с учетом конечности M и $M_{\perp} \neq 0$ при $h_{\perp} = 0$, что полевая зависимость M_{\perp} при $\varepsilon = 0$ определяется закономерностью

$$M_{\perp} \sim h^{(d-x)/x} \equiv h_{\perp}^{1/\delta_{\perp}}. \quad (4.6)$$

Отсюда следует равенство

$$\delta_{\perp} = \frac{x}{d-x}. \quad (4.7)$$

Если теперь использовать известное равенство ⁴¹

$$\beta = \frac{d-x}{y}, \quad (4.8)$$

то, исключая из (4.3), (4.7) и (4.8) x и y , получим новое скейлинговое соотношение

$$\omega \delta_{\perp} \beta = 1, \quad (4.9)$$

которое было впервые выведено Клямудом и Шнайдом ⁸.

Дифференцируя (4.4) по h_{\perp} , можно получить соотношение, которое связывает ω с критическим индексом для полевой зависимости энтропии при $\varepsilon = 0$:

$$\delta_{\perp}(\omega - 1 + \varphi_{\perp}) = 1. \quad (4.10)$$

Другие соотношения между критическими индексами, характеризующих критическое поведение анизотропного ферромагнетика, получены Шнайдом ²⁴, используя параметрическое представление Скофильда ⁴². При этом вводятся новые переменные r , ϑ и θ , которые связаны с переменными h , h_{\perp} , ε (поле, параллельное и перпендикулярное оси, и температура соответственно) следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} h &= r^h \vartheta^{2h} \theta, \\ h_{\perp} &= r^{h_{\perp}} \vartheta^{2h_{\perp}} (1 - \theta), \\ \varepsilon &= r(1 - a\vartheta^2) + r\vartheta^2 \delta_{\theta,0}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Выберем термодинамический потенциал в виде

$$G(h, \varepsilon) = F(h, \varepsilon) - F(0, 0) - Mh. \quad (4.12)$$

Рассмотрим два случая: 1) магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии, т. е. $\theta = 1$, и 2) магнитное поле перпендикулярно легкой оси ($\theta = 0$). Соответственно термодинамические потенциалы для этих случаев в новых переменных имеют вид

$$G(r, \vartheta) = r^l g(\vartheta), \quad (4.13)$$

$$\bar{G}(r, \vartheta) = r^{l_1} \bar{g}(\vartheta). \quad (4.14)$$

Далее, используя известную технику ⁴¹, можно получить следующие соотношения между критическими индексами (законы подобия):

- | | |
|--------------------------------------|---|
| 1. $\alpha + 2\beta + \gamma = 2$, | 8. $\lambda_{\perp} + \beta\omega = 1$, |
| 2. $\beta(\delta - 1) = \gamma$, | 9. $\varphi_{\perp} + \omega(1 - \beta) = 1$, |
| 3. $\psi = 1 - \alpha$, | 10. $\varphi_{\perp} - \alpha_{\perp} = \omega$, |
| 4. $\psi = \beta\varphi\delta$, | 11. $-\omega(\gamma_{\perp} - 2 + \alpha) = 2$, |
| 5. $\gamma = \beta\delta\lambda$, | 12. $\delta_{\perp}(1 - \lambda_{\perp}) = 1$, |
| 6. $\alpha = \beta\delta\alpha_h$, | 13. $\delta_{\perp}(2\varphi_{\perp} - \alpha_{\perp} - 1) = 1$. |
| 7. $\beta\delta_{\perp}\omega = 1$, | |

Соотношения 1—6 были получены в работе ⁴⁰ и справедливы для изотропных ферромагнетиков. Остальные соотношения между критическими индексами 7—13 характеризуют критическое поведение анизотропных или неоднородно намагниченных ферромагнетиков. Из них в теории среднего поля выполняются соотношения 7, 8 и 12 (см. табл. II). О справедливости других соотношений говорить нет возможности, так как отсутствуют теоретические значения критических индексов φ_{\perp} и α_{\perp} . К сожалению, экспериментальная проверка соотношений скейлинга для анизотропных ферромагнетиков не проведена, так как из всех критических индексов пока определены только ω и δ_{\perp} (см. табл. II).

5. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ТЕОРИИ РЕНОРМАЛИЗАЦИОННОЙ ГРУППЫ

Метод ренормализационной группы, который является микроскопическим обоснованием теории подобия и который базируется на преобразованиях Каданова ⁴¹, был применен для описания фазовых переходов в одноосных ¹²⁻⁴³ и тетрагональных ⁴⁴ кристаллах в магнитном поле, приложенном перпендикулярно легкой оси. В кубических ферромагнетиках эта теория была применена для исследования фазовых переходов в кристаллах с легкой осью вдоль [100] (**H** лежит в плоскости, образованной двумя трудными осями и [111] ^{44, 45}) и с легкой осью вдоль [111] (при **H** || 100 ^{12, 44}). В этих работах показано, что в анизотропных ферромагнетиках имеет место фазовый переход II рода при соответствующем выборе направления магнитного поля.

Общая теория ФП II рода в анизотропных ферромагнетиках в условиях $H \neq 0$ в приближении ренормализационной группы рассмотрена Ритером и Шнайдом ²⁶. Ими на основе трехкомпонентной векторной модели показано, что во внешнем поле анизотропный ферромагнетик может иметь или одну, или же две критические переменные, так как переменная, совпадающая с направлением поля, не обращается в нуль при любых конечных температурах. Тем самым данная задача сводится к рассмотрению поведения модели Изинга (одна переменная) или XY-модели (две переменные) в поперечном магнитном поле.

Условие существования фазового перехода II рода находится из гамильтониана Ландау — Гинзбурга — Вильсона ⁴⁶, который при наличии внешнего поля имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \int_q (r_i^0 + q^2) \sigma_q^i \sigma_{-q}^i + \sum_{i=1}^3 h^i \sigma_0^i - \sum_{i,j=1}^3 u_{ij}^0 \int_q \int_{q_1} \int_{q_2} \sigma_q^i \sigma_{q_1}^i \sigma_{q_2}^j \sigma_{-q-q_1-q_2}^j; \quad (5.1)$$

здесь σ_q^i — трехкомпонентный классический спин с волновым вектором q , а

$$r_i^0 = a_i (T - T_c^i), \quad (5.2)$$

где T_c^i — критическая температура для σ^i при $H = 0$. Очевидно, что выбором параметров взаимодействия r_i^0 и u_{ij}^0 в гамильтониане (5.1) мы можем описать все случаи анизотропии ферромагнетиков:

$$\left. \begin{aligned} 1. & r_i^0 = r^0; \quad u_{ij}^0 = u^0 > 0 — \text{изотропный ферромагнетик,} \\ 2. & r_1^0 \neq r_2^0 = r_3^0; \quad u_{ij}^0 = u^0 > 0 — \text{одноосный ферромагнетик,} \\ 3. & r_1^0 \neq r_2^0 \neq r_3^0; \\ & \quad u_{ij}^0 = u^0 > 0 — \text{орторомбический ферромагнетик,} \\ 4. & r_i^0 = r^0, \quad u_{ij}^0 = u^0 > 0, \quad i \neq j; \quad u_{ij}^0 = u^0 + v^0, \\ & \quad i = j — \text{кубический ферромагнетик,} \\ 5. & r_1^0 \neq r_2^0 = r_3^0, \quad u_{ij}^0 = u^0 > 0, \quad i \neq j; \quad u_{ij}^0 = u^0 + v^0 > 0, \\ & \quad i = j — \text{тетрагональный ферромагнетик.} \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

Используя преобразование

$$\sigma_q^i \rightarrow \sigma_q^i + M_i \delta_{q,0} \quad (5.4)$$

а затем вращение спиновой компоненты s_{q_1} вдоль направления, задаваемого полярными углами, из (5.1) получим гамильтониан в новых спиновых переменных

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \int \sum_{i,j} (r_{ij} + q^2 \delta_{ij}) s_q^i s_{-q}^i - \int \int \sum_{q, q_1} w_{ij} s_q^i s_{q_1}^i s_{-q-q_1} - \\ & - 2w \int \int S_q^{(1)} S_{q_1}^{(2)} S_{-q-q_1}^{(3)} - \int \int \int \sum_{q, q_1, q_2} u_{ij} s_q^i s_{q_1}^i s_{q_2}^j s_{-q-q_1-q_2} - \\ & - 4 \int \int \int \sum_{q, q_1, q_2} v_{ij} s_q^i s_{q_1}^i s_{q_2}^j s_{-q-q_1-q_2} - \int \int \int \sum_{q, q_1, q_2} m_{ijk} s_q^i s_{q_1}^i s_{q_2}^j s_{-q-q_1-q_2}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где w_{ij} и m_{ijk} — новые постоянные взаимодействия.

Рассмотрим условия существования фазового перехода II рода для ХУ-модели. Будем считать, что критическим поведением не обладает компонента $s_q^{(1)}$, т. е. направление магнитного поля совпадает с этой компонентой. Тогда $s_{q_2}^{(2)}$ и $s_{q_2}^{(3)}$ будут критическими переменными. Используя формализм Вильсона — Фишера — Нельсона⁴⁷, гамильтониан (5.5) можно привести к хорошо известному гамильтониану

$$\mathcal{H}_{ХУ} = -\frac{1}{2} \int \sum_{q}^3 (r_{ij} + q^2) s_q^i s_{-q}^i - \int \int \int \sum_{q, q_1, q_2}^3 \bar{u}_{ij} s_q^i s_{q_1}^i s_{q_2}^j s_{-q-q_1-q_2}, \quad (5.6)$$

где

$$\bar{u}_{ii} = u_{ii} - \frac{w_{ii}^3}{2r_{11}}, \quad \bar{u}_{23} = \bar{u}_{32} - \frac{2w^2 + w_{12} + w_{13}}{2r_{11}}. \quad (5.7)$$

Критические свойства магнетика, описываемого гамильтонианом (5.6), были изучены многими авторами⁴³⁻⁵⁰; показано, что фиксированная точка ХУ-типа устойчива, если

$$r_{11} > r_{22} = r_{33} \quad (5.8)$$

для любых значений h . Кроме того, для устойчивости этой фиксированной точки, как показали Вильсон и Фишер ⁴⁶, необходимо выполнение условий

$$r_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \quad w_{ij} = 0 \quad (i, j = 2, 3). \quad (5.9)$$

Пусть теперь компоненты $s_q^{(1)}$ и $s_q^{(2)}$ не обладают критическим поведением. После известных преобразований гамильтониан (5.5) можно привести к хорошо изученному изинговскому гамильтониану

$$\mathcal{H}_u = -\frac{1}{2} \int_q (r_{33} + q^2) s_q^{(3)} s_{-q}^{(3)} - \int_q \int_{q_1} \int_{q_2} \bar{u}_{33} s_q^{(3)} s_{q_1}^{(3)} s_{q_2}^{(3)} s_{-q-q_1-q_2}^{(3)}, \quad (5.10)$$

где

$$\bar{u}_{33} = u_{33} - \sum_{i=1}^2 \frac{(w_{i3})^2}{2r_{ii}^{(1)}}. \quad (5.11)$$

При переходе к гамильтониану (5.11) были использованы соотношения

$$r_{33} < r_{11}^{(1)}, \quad r_{33} < r_{22}^{(1)}, \quad r_{13}^{(1)} = r_{23}^{(1)} = w_{23} = r_{12}^{(1)} = 0. \quad (5.12)$$

Гамильтониан (5.11) имеет изингоподобную фиксированную точку, если

$$\bar{u}_{33} > 0. \quad (5.13)$$

Таким образом, рассмотрение анизотропных ферромагнетиков на основе трехкомпонентной модели при $H = 0$ показывает, что гамильтониан Ландау — Гинзбурга — Вильсона имеет два типа фиксированных точек: ХУ и изинговского типа. Следовательно, фазовые переходы 2-го рода в анизотропных ферромагнетиках можно описать критическими индексами, соответствующими этим моделям, которые при использовании ϵ -разложения ⁴² определяются выражениями

$$\alpha = -\frac{(n-4)}{2(n+8)} \epsilon - \frac{(n+2)}{4(n+8)^2} (n+28) \epsilon^2 + O(\epsilon^3), \quad (5.14)$$

$$\beta = \frac{1}{2} - \frac{3}{2(n+8)} \epsilon + \frac{(n+2)(2n+1)}{2(n+8)^2} \epsilon^2 + O(\epsilon^3), \quad (5.15)$$

$$\gamma = 1 + \frac{n+2}{2(n+8)^2} \epsilon + \frac{n+2}{4(n+8)^3} (n^2 + 22n + 52) \epsilon^2 + O(\epsilon^3), \quad (5.16)$$

$$\delta = 3 + \epsilon + \frac{1}{2(n+8)} (n^2 + 14n + 60) \epsilon^2 + O(\epsilon^3); \quad (5.17)$$

здесь $\epsilon = 4 - d$, n — число спиновых компонент (размерность спина), d — размерность решетки.

Трехмерные модели Изинга и ХУ-модель характеризуются соответственно значениями $n = 1$ и $n = 2$ ($d = 3$), а соответствующие им значения критических индексов приведены в табл. III. Приведенные здесь значения

Таблица III

Модель	α	β	γ	δ	ω
Изинга	0,0772	0,340	1,244	4,46	2,94
ХУ	-0,02	0,360	1,300	4,46	0,622

ω рассчитаны из соотношения подобия 7. Непосредственный расчет этого индекса для модели Изинга был проведен Гунтоном и др.⁴³, используя ε-разложение. Ими показано, что

$$\frac{1}{T_c(H)} = \frac{1}{T_c(0)} - k \frac{\Delta \cdot H^2}{(zJ)^3}, \quad (5.18)$$

где k — постоянная Больцмана, Δ — порядок ε, J — обменный интеграл. Аналогичные результаты были получены Сузуки⁴⁸ $1/n$ -разложением и Эллиотом и др.⁴⁹. Для одномерных магнитных систем с упорядочением типа «легкая плоскость» подобный результат получен в работе⁵⁰.

Таким образом, теоретические расчеты, приведенные как на основе теории молекулярного поля, так и на основе различных модельных представлений, а также экспериментальные данные указывают на существование фазового перехода II рода флуктуационного типа в анизотропных ферромагнетиках в слабых магнитных полях.

6. НЕМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Как было установлено в предыдущих параграфах, магнитные свойства анизотропных ферромагнетиков, находящихся в магнитном поле, при определенной температуре $T_c(H)$ претерпевают аномалии, характерные для фазового перехода II рода. В связи с тем, что особенности температурной и полевой зависимости немагнитных свойств ферромагнетиков определяются магнитным состоянием, то, очевидно, что в $T_c(H)$ должны наблюдаться также аномалии тепловых, упругих, электрических, гальваномагнитных, оптических и других свойств. В частности, могут быть предсказаны постоянные в широком интервале температур эффекты магнитострикции⁵² и вращения плоскости поляризации света⁵¹, которые представляют большой интерес для практического применения.

Для удобства рассмотрения все свойства ферромагнетиков можно подразделить на три группы:

1. Линейные по намагниченности свойства.
2. Квадратичные по намагниченности свойства.
3. Свойства ферромагнетиков пропорциональные температурному коэффициенту намагниченности.

1. К линейным по намагниченности свойствам прежде всего следует отнести магнитооптические эффекты Керра и Фарадея. Известно, что угол вращения плоскости поляризации прошедшего через кристалл или отраженного от его поверхности света пропорционален намагниченности

$$\varphi_{\Phi, K} = \frac{V}{D} M, \quad (6.1)$$

где V — постоянная Верде или Кундта соответственно для эффектов Фарадея и Керра, которая не зависит от T и H . В области точки Кюри намагниченность остается постоянной до $T_c(H)$ (см. формулу (2.9)) и

$$\varphi_{\Phi, K} = \frac{VH}{D}. \quad (6.2)$$

Отсюда следует, что в слабых магнитных полях $\varphi_{\Phi, K}$ линейно зависит от H и остается постоянным вплоть до температуры $T = T_c(H)$, так как $M = \text{const}$. При $T = T_c(H)$ наблюдается характерное для кинк-явления резкое уменьшение φ_{Φ} . Действительно, экспериментальные исследования

Литстера и Хо⁵¹, проведенные на ферромагнетиках CrBr_3 и $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, а также наши измерения для эпитаксиальных слоев $\text{Y}_2\text{BiGa}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$ показали, что угол вращения плоскости поляризации при эффекте Фарадея остается постоянным в широком интервале температур и при всех $T < T_c(H)$ линейно зависит от H (см. рис. 13).

2. Особенности квадратичных по намагниченности свойств ферромагнетиков мы рассмотрим на примере магнитострикции⁵². Рассмотрим изотропный неоднородно намагниченный ферромагнетик. В таком ферромагнетике в слабых магнитных полях магнитострикция λ вблизи T_c обусловлена изменением направления M , и поэтому эффектами, связанными

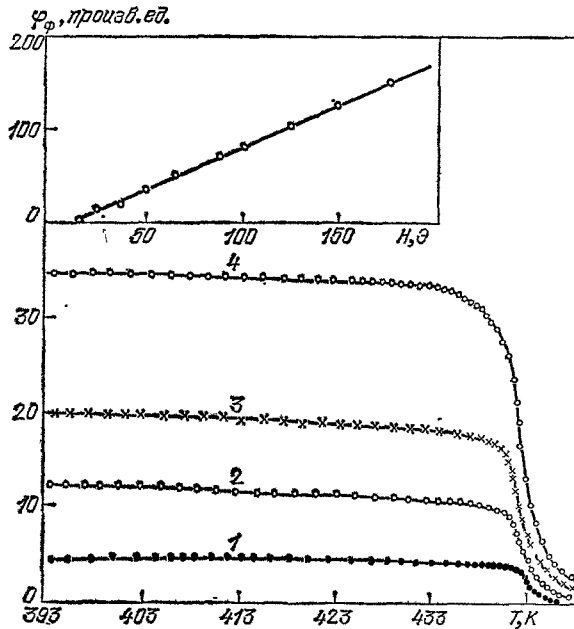


Рис. 13. Зависимость φ_F от T и H для $\text{Y}_2\text{BiGa}_{1,2}\text{Fe}_{3,8}\text{O}_{12}$.
1 — 17 Э, 2 — 25 Э, 3 — 37 Э, 4 — 55 Э.

с изменением абсолютной величины M , можно пренебречь. В этом приближении магнитоупругая энергия вблизи может быть записана в виде⁵³

$$F_{N,U} = \lambda_{xx}\sigma_{xx}M^2(N, U); \quad (6.3)$$

здесь индексы N и U относятся к неоднородно и однородно намагниченным фазам соответственно, а $M(N)$ и $M(U)$ определяются выражениями (2.8) и (2.9), λ_{xx} и σ_{xx} — компоненты тензоров магнитострикции и упругих напряжений.

При учете магнитоупругой энергии фазовый переход из неоднородно намагниченного состояния в однородное произойдет только в том случае, если $F_N = F_U$. Тогда из (6.3) и (2.9) следует, что

$$\lambda = -\frac{\partial F_N}{\partial \sigma_{xx}} = -\frac{\partial F_U}{\partial \sigma_{xx}}, \quad \lambda_N = \lambda_U, \quad (6.4)$$

где λ_N , λ_U — величины магнитострикции неоднородной и однородной фаз при $T = T_c(H)$. В рассматриваемом квадратичном по намагниченность

приближении магнитоупругой энергии λ определяется выражениями

$$\lambda_N = \lambda_{xx} \left(\frac{H}{D} \right)^2, \quad (6.5)$$

$$\lambda_U = \sigma_{xx} M_U^2 \quad (s = 1/2) \quad (6.6)$$

для фаз N и U соответственно (где M_U определяется формулой (2.7)).

Таким образом, как следует из формул (6.4)–(6.6), в ферромагнетиках с размагничивающим фактором D в слабых магнитных полях λ обладает следующими особенностями: 1) в неоднородно намагниченной фазе λ не зависит от T и квадратично зависит от H , 2) значения λ , соответствующие $T_c(H)$, определяют температурную зависимость самопроизвольной

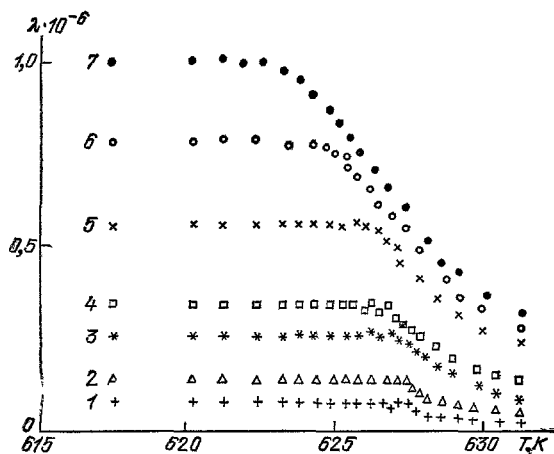


Рис. 14. Температурная зависимость λ никеля в различных полях.

1 — 60 Э, 2 — 150 Э, 3 — 200 Э, 4 — 250 Э, 5 — 300 Э, 6 — 350 Э, 7 — 400 Э.

магнитострикции вблизи $T_c(H)$. Следует отметить, что эти особенности справедливы и для одноосных ферромагнетиков.

Экспериментальная проверка указанных закономерностей нами была проведена на поликристаллическом никеле (чистота 99,99%) и ферритах-гранатах иттрия и гадолиния. В окрестности точки Кюри емкостным dilatометром, чувствительностью которого не хуже 10^{-8} , снято более 50 изотерм для каждого образца. Измерения в полях до 500 э подтвердили наличие кинк-явлений для магнитострикции. Как видно из рис. 14, где представлены кривые температурной зависимости λ в различных полях, магнитострикция в области температур $T < T_c(H)$ остается постоянной в пределах экспериментальной ошибки 1%. При $T = T_c(H)$ на кривой $\lambda = f(T)$ наблюдается излом, а температура излома в соответствии с (2.10) смещается в сторону низких температур с ростом H . В интервале температур $T < T_c(H)$, как видно из рис. 15, экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, представляющую зависимость $\lambda = f(H^2)$. Следует отметить, что кинк-явление магнитострикции может быть использовано для определения температурной зависимости спонтанной магнитострикции⁵².

3. Теплоемкость и магнитокалорический эффект. Пожалуй, наиболее полно как теоретически^{8, 10, 11}, так и экспериментально^{3, 41} исследовано влияние слабого магнитного поля на поведение теплоемкости вблизи T_c . Еще в первой экспериментальной работе Ван-дер-Ховена и др.³, посвященной изучению влияния H на теплоемкость изотропного ферромагнетика EuS, было показано, что с увеличением H максимум теплоемкости смещается в сторону низких температур. Такое поведение теплоемкости c_p было

объяснено Арротом ⁴ и Войтовичем и Рейлом ⁶ в приближении теории молекулярного поля на модели тонкого тороида. Согласно представлений, развитых в этих работах, теплоемкость неоднородно намагниченного ферромагнетика в фазах N и U определяется выражениями

$$C_U = C_0 + \frac{(1 - \sigma_U^2)(h - d\sigma_U + \sigma_U)^2}{\tau^2 - \tau(1 - \sigma_U^2)(1 - d)}, \quad (6.7)$$

$$C_N = C_0 + \frac{(1 - \sigma_N^2)\sigma_N^2}{\tau^2 - \tau(1 - \sigma_N^2)}, \quad (6.8)$$

из которых следует, что при $T = T_c(H)$ наблюдается скачок теплоемкости. С ростом H скачок Δc_p смещается в сторону низких температур

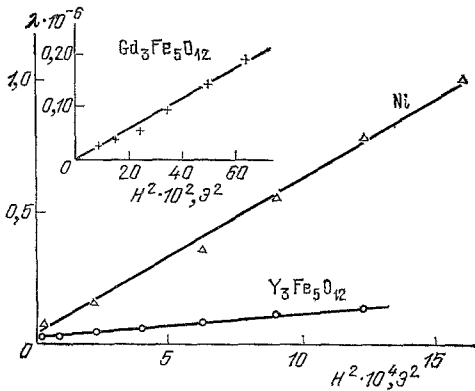


Рис. 15. Зависимость λ от H^2 вблизи точки Кюри.

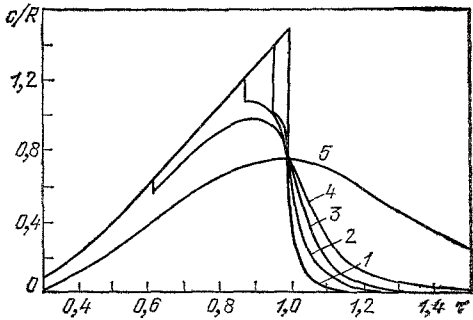


Рис. 16. Зависимость теплоемкости от температуры в различных магнитных полях ⁶.

1 — $h/d = 0,2$; 2 — $0,4$; 3 — $0,6$; 4 — $0,9$; 5 — $5,0$ ($d = 0,04$).

и уменьшается по абсолютной величине. При $h/d \approx 1$ наблюдается широкий максимум выше T_c , а скачок исчезает (см. рис. 16). Указанные особенности температурной зависимости теплоемкости в слабых магнитных полях подтверждается расчетами, основанными на теории фазовых переходов II-го рода Ландау, для анизотропных ферромагнетиков. В частности, в T_c предсказывается скачок теплоемкости, который определяется выражением

$$\Delta c_p = \frac{1}{2b} \left[\tau_{cN}(h) - \left(\frac{h_x}{2k_1} \right)^2 \right]. \quad (6.9)$$

Характерные для теплоемкости особенности температурной зависимости подтверждены экспериментальными работами ^{3, 54}. На рис. 17 приведены кривые зависимости $c_p(T)$ в различных магнитных полях для Gd. Экспериментальные данные указывают на наличие особенности c_p в $T_c(H)$, однако предсказываемый теорией среднего поля скачок отсутствует. Аномалию, приходящуюся на $T_c(H)$ (но не скачок), следует объяснить большим влиянием на температурную зависимость c_p флуктуаций компоненты намагниченности, перпендикулярной полю, или неустойчивостью неоднородно намагниченной моды.

Магнитокалорический эффект в слабых магнитных полях рассмотрен только в работах ^{37, 38}, в которых показано, что в ферромагнетиках типа «легкая плоскость» ΔT -эффект растет с увеличением поля, оставаясь

отрицательным. Начиная с некоторого критического поля, соответствующего фазовому переходу II рода, появляется положительная составляющая магнитокалорического эффекта. Эти особенности магнитокалорического

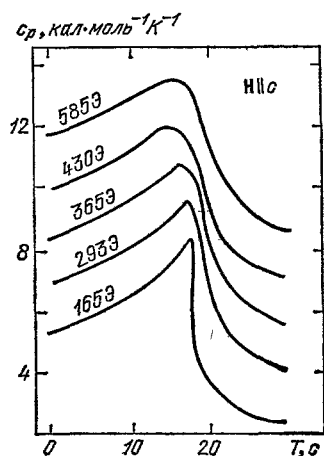


Рис. 17. Температурная зависимость теплоемкости Gd в слабых магнитных полях ⁵⁴.

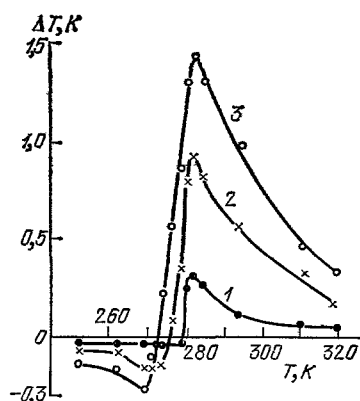


Рис. 18. Зависимость магнитокалорического эффекта от T и H сплава $Tb_{0,2}Gd_{0,8}$ ³⁸.
1 — 5,0 кЭ, 2 — 9,1 кЭ, 3 — 12 кЭ.

эффекта подтверждаются экспериментальными данными (рис. 18) для сплавов Tb_xCd_{1-x} , которые являются ферромагнетиками с осью трудного намагничивания вдоль гексагональной оси.

7. ОСОБЕННОСТИ НЕКОТОРЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ КРИТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Изучению критической динамики ферромагнетиков в слабых магнитных полях посвящены работы ⁵⁵⁻⁶⁸.

Так как чаще всего для изучения критической динамики спиновой системы ферромагнетиков используют эксперименты по изучению распространения ультразвуковых УЗ волн и восприимчивости в переменных магнитных полях (динамическая восприимчивость), вкратце рассмотрим особенности этих динамических параметров в анизотропных ферромагнетиках при $H \neq 0$.

Из экспериментальных и теоретических работ известно, что в магнитоупорядоченных кристаллах при $H = 0$ вблизи T_c наблюдается пик поглощения и минимум скорости распространения продольных УЗ волн ⁵⁶⁻⁶¹. Было установлено, что эти аномалии обусловлены наличием спин-фонового взаимодействия магнитострикционной природы. Спин-фоонное взаимодействие, ответственное за эти критические аномалии, возникает из-за модуляции обменного взаимодействия упругими деформациями. В результате спиновые флуктуации создают случайные силы, влияющие на нормальные акустические моды и приводящие к аномальным потерям энергии упругой волны. Согласно теории Мори ⁶⁰, коэффициент поглощения α_k и относительное изменение скорости $\Delta v/v$ выражаются через временную корреляционную функцию случайных сил и пропорциональны четырехспиновой корреляционной функции, которая несет всю информацию о динамике спиновой системы.

В магнитном поле из-за подавления спиновых флуктуаций критические аномалии снимаются. Однако в чистом виде подавление флуктуаций наблюдается не во всех ферромагнетиках. В некоторых веществах во внешнем магнитном поле происходит увеличение α_K ^{36, 62, 63}, тогда как в других наблюдается его уменьшение ^{36, 61}. Для объяснения различного характера влияния H на α_K был предложен поляризационный механизм аномального поглощения ³⁶. С учетом этого механизма α_K в магнитном поле $H \parallel z$ определяется выражением ³⁶

$$\alpha_K = (2\rho V v_l)^{-1} \operatorname{Re} [4g_0^{z*}(k) g_0^z(k) \langle s_0^z \rangle \int_0^\infty (s_K^z(t), s_K^z(0)) \exp(-i\omega_K t) dt + \\ + \sum g_q^{z*}(k) g_{q'}^{z*}(k) \int_0^\infty (s_q^z(t) s_{-q-K}^z(t), s_{-q'}^z(0) s_{q'+K}^z(0)) \exp(-i\omega_K t) dt], \quad (7.1)$$

$$g_q^z(k) = \sum_j \exp(iq R_{ij}) [\exp(ik R_{ij}) - 1] e_K \frac{\partial J_{ij}}{\partial R_i}, \quad (7.2)$$

где ρ , V — плотность и объем кристалла, v_l — скорость распространения продольных волн, e_K и ω_K — вектор поляризации и частота фононов, J_{ij} — обменный интеграл, R_i — радиус-вектор i -го узла, $\langle s_0^z \rangle$ — статическая спиновая поляризация. Первый член в этом выражении, состоящий из произведения спиновой поляризации и двухспиновой корреляционной функции, приводит к увеличению коэффициента поглощения в пределе слабых магнитных полей. Второй член, определяемый четырехспиновой корреляционной функцией, обуславливает уменьшение α_K , так как магнитное поле подавляет флуктуации.

Таким образом, в магнитном поле присутствуют два конкурирующих механизма аномального поглощения γ -волн, и может оказаться, что при некоторой температуре их вклады в α_K будут равны друг другу — эта температура, получившее название температуры компенсации, определяется протяженностью обменного взаимодействия. Ниже температуры компенсации преобладает механизм подавления критических флуктуаций магнитным полем и с ростом H коэффициент поглощения α_K уменьшается. Выше этой температуры α_K определяется спиновой поляризацией, и поэтому магнитное поле в этом случае способствует росту α_K .

В анизотропных ферромагнетиках наличие фазовых переходов II рода, индуцируемых магнитным полем, определяет интересные особенности в полевой и температурной зависимости коэффициента поглощения и скорости распространения γ -волн. В MnP экспериментально было показано, что в магнитном поле, перпендикулярном легкой оси (ось c), наблюдаются два пика поглощения γ -волны. Один из них локализован вблизи и выше $T_c(0)$ и при увеличении H смещается в сторону высоких температур. Другой пик поглощения наблюдается ниже $T_c(0)$ и обусловлен переходом ферромагнетик — парамагнетик. Температура, на которую приходится этот пик поглощения, смещается в сторону низких температур с увеличением H (рис. 19). О наличии фазового перехода II-го рода в MnP при

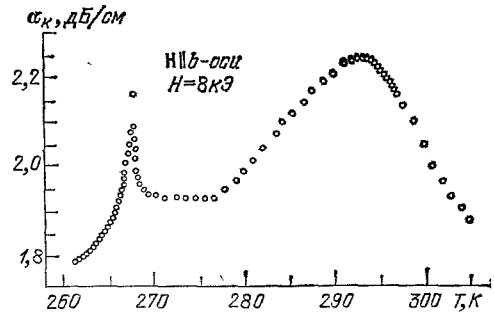


Рис. 19. Зависимость α_K от T для MnP ⁶³.

$H \perp c$ свидетельствуют и данные по полевой зависимости α_K . Ниже $T_c(0)$, если при фиксированной температуре изменять внешнее магнитное поле, при некотором значении $H = H_{кр}$ коэффициент поглощения проходит через максимум. При удалении от $T_c(0)$ в область $T < T_c(0)$ этот максимум смещается в сторону высоких полей, качественно подтверждая

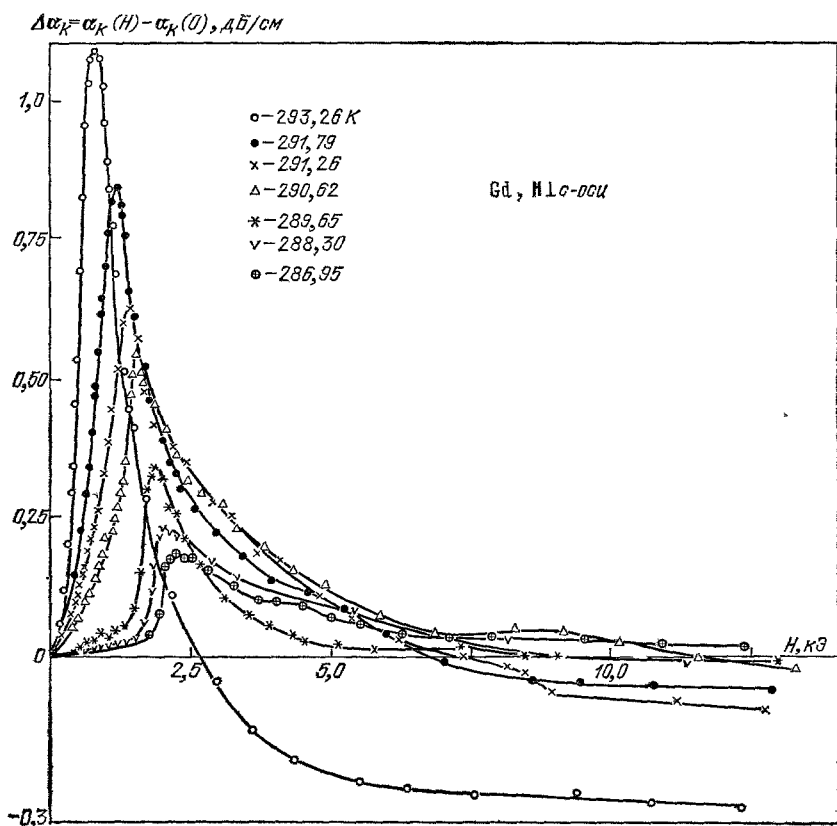


Рис. 20. Полевая зависимость $\Delta\alpha_K$ для Gd вблизи T_c .

$H - T$ -диаграмму для одноосных ферромагнетиков. Аналогичные особенности в температурной и полевой зависимости поглощения звука были обнаружены нами в гадолинии (см. рис. 20), а для скорости звука в работе ⁶⁴.

Как следует из (7.1), для количественного описания особенностей α_K и $\Delta v/v$ необходимо рассчитать температурную и полевую зависимости двух- и четырехспиновой корреляционной функции. Для расчета четырехспиновой корреляционной функции можно использовать расщепление, которое позволяет выразить эту функцию через двухспиновые корреляторы:

$$(ab, cd) \sim (a, b)(c, d) + (a, c)(b, d) + (a, d)(b, c) - \langle a, b \rangle \langle c, d \rangle. \quad (7.3)$$

Такого рода расщепление справедливо до тех пор, пока радиус корреляции будет меньше, чем радиус обменного взаимодействия. В магнитных металлах, где обменное взаимодействие является дальнодействующим, расщепление (7.3) работает хорошо во всем температурном интервале, исключая очень близкую к $T_c(H)$ область. Применив (7.3) к (7.1) и используя известное соотношение между двухспиновой корреляционной функцией

и восприимчивостью

$$(s_q^\alpha, s_{-q}^\alpha) = (g\mu_\sigma)^{-2} \chi_q^\alpha, \quad (7.4)$$

а также формулу (2.13), выражение для α_k , например для орторомбического кристалла, можно преобразовать к виду ($\mathbf{H} \parallel b$ -оси, $\omega_k \tau_k \ll 1$, τ_k — время релаксации)

$$\alpha_k^b = F_k \tau \left\{ \left(\frac{\sigma(1-b)}{\tau - (1-k_b)(1-b)} \right)^2 + \right. \\ \left. + G \tau \left[\left(\frac{1-b}{\tau - (1-k_b)(1-b)} \right)^{3/2} + \left(\frac{1-b/3}{\tau - (1-k_a)(1-b/3)} \right)^{3/2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{1-b/3}{\tau - 1 + b/3} \right)^{3/2} \right] \right\}. \quad (7.5)$$

Аналогично можно получить выражение и для изменения скорости звука:

$$\Delta v = -F_k \frac{3B}{s(s+1)k^2} \left\{ \sigma^2 \left(\frac{1-b}{\tau - 1 + b} \right) + 8G \tau \left[\sqrt{\frac{1-b}{\tau - 1 + b}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{\frac{1-(b/3)}{\tau - (1-k_a)(1-(b/3))}} + \sqrt{\frac{1-(b/3)}{\tau - (1-k_b)(1-(b/3))}} \right] \right\}; \quad (7.6)$$

здесь $k_i = (J_i^c - J_i^0)/J_i^0$ — константа анизотропии ($i = a, b$), F_k и G — постоянные, характеризующие магнитоупругость и протяженность обменного взаимодействия соответственно, B — константа, характеризующая материал, k — волновое число, σ — спиновая поляризация, нормализованная посредством s , b определяется выражением (2.13а), а остальные обозначения совпадают с прежними. Эти выражения позволяют количественно описать экспериментально обнаруженные особенности температурной и полевой зависимости α_k и $\Delta v/v$. В частности, из (7.5) следует, что низкотемпературный пик α_k (см. рис. 19) обусловлен четвертым членом, который при $T = T_c(1 - (b/3))$ обращается в бесконечность, а широкий максимум выше $T_c(0)$ обязан первому и второму членам. Физической же причиной возникновения двух аномалий α_k , как следует из (7.5), является взаимодействие звуковых волн с флуктуациями спиновых компонент вдоль осей c и b , радиусы корреляций которых при $T = T_c(H)$ и $T_c(0)$ проходят через максимумы в соответствии с расчетами, проведенными Шнайдом¹⁰. Подобным же образом, используя 7.6, могут быть объяснены и аномалии скорости распространения продольных звуковых волн в Gd.

Рассмотрим теперь особенности поведения динамической восприимчивости вблизи температуры фазового перехода 2-го рода, наблюдаемого в слабом магнитном поле. Динамическая восприимчивость, как известно, является комплексной величиной

$$\chi = \chi' + i\chi''. \quad (7.7)$$

Действительная часть восприимчивости χ' , когда $\omega \tau_k \ll 1$, примерно равна статической, и поэтому в магнитном поле ее температурная зависимость будет определяться выражением (2.13), из которого следует, что χ' в ферромагнитной фазе не зависит от температуры. При $T = T_c(H)$ χ' начинает резко уменьшаться и выше $T_c(0)$ согласно (3.17) проходит через максимум, который при увеличении H смещается в сторону высоких температур. Такой характер температурной зависимости χ' был обнаружен экспериментально в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ⁶⁵⁻⁶⁷ (рис. 24).

Мнимая составляющая восприимчивости χ'' , характеризующая мощность поглощения спиновой системой радиочастотного поля, пропорциональна коэффициенту поглощения продольных звуковых волн³⁶. Действи-

тельно, при распространении звуковой волны происходит диссипация энергии в спиновой системе, которая определяется выражением

$$P = \alpha_K V \omega_K^2 u_0^2 v_l, \quad (7.8)$$

где u_0 — смещение атома, вызываемое звуковой волной. Диссипация же

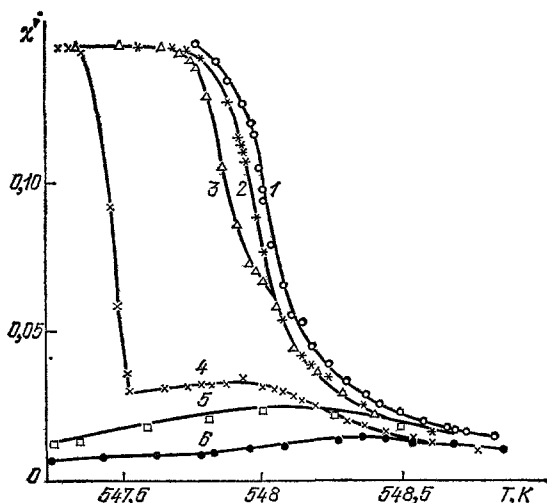


Рис. 21. Зависимость χ'' от T во внешнем магнитном поле для сферического образца $Y_3Fe_5O_{12}$ на частоте 1 МГц ⁶⁷.
1 — 0, 2 — 3,4 Э, 3 — 8 Э, 4 — 40 Э, 5 — 60 Э, 6 — 128 Э.

энергии радиочастотной волны определяется мнимой составляющей восприимчивости

$$P = \frac{\omega_K}{2} \chi'' H^2. \quad (7.9)$$

Из (7.8) и (7.9) следует пропорциональность χ'' и α_K , и в магнитном поле, перпендикулярном оси анизотропии на кривой $\chi''(T)$, должны наблюдаться два максимума, соответствующие температурам $T_c(H)$ и $T_c(0)$.

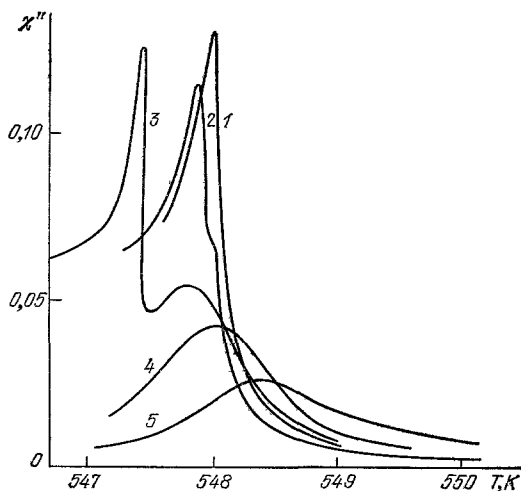


Рис. 22. Зависимость χ'' от температуры во внешнем магнитном поле для сферического образца $Y_3Fe_5O_{12}$ на частоте 1 МГц ⁶⁷.
1 — 0, 2 — 8 Э, 3 — 40 Э, 4 — 60 Э, 5 — 128 Э.

На рис. 22 приведены экспериментальные данные для сферического образца $Y_3Fe_5O_{12}$, которые подтверждают наличие двух максимумов. Динамика этих пиков в постоянном магнитном поле такая же, что и для α_K .

Таким образом, исследование распространения УЗ волн и динамической восприимчивости позволяют подтвердить наличие фазовых переходов II-го рода в слабых магнитных полях в анизотропных или неоднородно-намагниченных ферромагнетиках. Более того, эти эксперименты позволяют наиболее корректно восстановить фазовую $H - T$ -диаграмму, так как при $T = T_c(H)$ α_k и χ'' проходят через ярко выраженный максимум (см. рис. 20 и 22), в связи с чем ошибки определения $H_{кр}$ или $T_c(H)$ значительно меньше по сравнению с магнитными и другими измерениями.

В заключение мы приносим глубокую признательность А. С. Боровик — Романову за ряд ценных замечаний.

Дагестанский государственный университет
им. В. И. Ленина

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1971.
- Белов К. П. Магнитные превращения. — М.: Физматгиз, 1959.
- Боровик-Романов А. С. Лекции по низкотемпературному магнетизму. — Новосибирск, 1976.
- Van der Hoeven B. J. C., Teaney D. T., Moruzzi V. L. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 719.
- Teaney D. T., van der Hoeven B. J. C., Moruzzi V. L. — Ibid., p. 722.
- Arrott A. — Ibid., p. 1029.
- Griffiths R. B. — Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 655; J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 1542.
- Wojtowicz P. J., Rayl M. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1489.
- Durczewski K. — Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 31, p. 56; Acta Phys. Polon. Ser. A, 1970, v. 38, p. 855.
- Klamut J., Sznaid J. — Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 31, p. 6.
- Thomas H. — Phys. Rev., 1969, v. 187, p. 630.
- Sznaid J. — Acta Phys. Polon. Ser. A, 1971, v. 40, p. 637; 1975, v. 47, p. 61.
- Sznaid J., Klamut J. — Ibid., 1974, v. 45, p. 755.
- Sznaid J. — Ibid., 1977, v. 51, p. 145.
- Клямут Я., Шнайф Ю. — В кн. Тезисы докл. симпозиума по фазовым переходам и критическим явлениям. Новосибирск, 1977. — Москва, 1977. — С. 14.
- Neel L. — Ann. de Phys., 1932, t. 18, p. 1.
- Fallot M. — Ibid., 1936, t. 6, p. 305.
- Arais S., Colvin R. V. — J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 2424.
- Colvin R. V., Arais S. — J. Phys. and Chem. Sol., 1965, v. 26, p. 435.
- Arais S. — J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 1136.
- Arrott A., Noakes J. E. — Ibid. (Suppl.), 1959, v. 30, p. 97S.
- Noakes J. E., Arrott A. — Ibid., 1964, v. 35, p. 931.
- Камилов И. К. Автореферат кандидатской диссертации. — М.: МГУ, 1964.
- Камилов И. К. Автореферат докторской диссертации. — М.: МГУ, 1975.
- Klamut J., Durczewski K. — Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. Sci. Math., Astron. and Phys., 1970, v. 53, p. 53.
- Sznaid J. — Phys. Stat. Sol., 1970, v. 41, p. 405.
- Riedel E., Wegner F. — Zs. Phys., 1969, Bd. 225, S. 195.
- Ritter G., Sznaid J. — Acta Phys. Polon. Ser. A, 1980, v. 57, p. 819; v. 58, p. 283.
- Тябlikов С. В. Методы квантовой теории магнетизма — М.: Наука, 1965.
- Камилов И. К., Алиев Ш. М., Алиев Х. К., Анохина Л. К. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 582.
- Белов К. П., Горяга Л. Н. — ФММ, 1956, т. 2, с. 441.
- Kouvel J. S., Fisher M. E. — Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 136, p. 1626.
- Porovici M. — Rev. Roum. Phys., 1971, v. 16, p. 565.
- Драбкин Г. М., Забидаров Е. И., Касман Л. А., Окороков А. И. — ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 478.
- Драбкин Г. М., Окороков А. И., Волков В. И., Шебетов А. Ф. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 3.
- Suzuki H., Watanabe T. — J. Phys. Soc. Japan, 1971, v. 30, p. 367.