

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.292

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА
В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ***В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев*

(Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	89
1. Спектр собственных колебаний ферромагнитного металла	91
1.1. Система уравнений взаимодействующих электромагнитных, спиновых и упругих волн в магнетиках. 1.2. Граничные условия. 1.3. Дисперсионное уравнение и спектры связанных колебаний. 1.4. Возбуждение упругих мод и основные приближения.	
2. Электромагнитное возбуждение ультразвука в изотропных ферромагнетиках	96
2.1. Индукционное взаимодействие. 2.2. Магнитоупругое взаимодействие. 2.3. Сопоставление эффективностей индукционного и магнитоупругого механизмов ЭМАП. 2.4. Экспериментальные методы исследования.	
3. Генерация продольного ультразвука в ферромагнетике за счет движения доменных границ	103
4. Электромагнитное возбуждение ультразвука в анизотропных ферромагнетиках	104
4.1. Генерация продольного ультразвука в магнетиках за счет процессов вращения (спин-переориентационные переходы). 4.2. Экспериментальные исследования ЭМАП в монокристаллических ферромагнетиках.	
5. Резонансная генерация поперечного ультразвука в однодоменных ферромагнетиках	121
Заключительные замечания	125
Список литературы	126

1. Введение

Падение электромагнитной волны на границу проводящего твердого тела сопровождается возбуждением в нем ультразвуковых колебаний. Совокупность экспериментальных и теоретических методов, используемых для изучения этого явления, образуют сейчас самостоятельную область физики твердого тела на стыке традиционной и радиоспектроскопии. Понятие электромагнитного возбуждения ультразвука сформировалось в 60-х годах в работах Конторовича с соавторами [1 — 3] и Каганова и Фикса [4 — 6] при изучении процессов трансформации электромагнитных и упругих волн в нормальных металлах. Источником возникновения упругих колебаний в таких средах выступают силы, действующие со стороны электронной подсистемы металла на кристаллическую решетку. Электромагнитно-акустическое преобразование (ЭМАП) происходит как в линейном режиме, когда частота упругих колебаний совпадает с частотой электромагнитной волны, так и в нелинейном — когда частота возбуждаемого ультразвука кратна частоте электромагнитных колебаний. Мы ограничимся здесь рассмотрением лишь линейных механизмов ЭМАП.

Электромагнитная волна, падающая на проводник, практически полностью отражается от его поверхности, а малая, проникающая на глубину скин-

слоя, часть электромагнитной энергии превращается в джоулево тепло. В отсутствие постоянного магнитного поля возбуждение ультразвука с доступной для экспериментального наблюдения эффективностью происходит лишь в условиях аномального скин-эффекта, когда длина свободного пробега электронов превышает толщину скин-слоя. В этом случае прямое воздействие электрического поля волны на ионы в скин-слое локально не компенсируется их столкновениями с электронами. Последние передают свой избыточный импульс решетке в приповерхностном слое с толщиной порядка длины свободного пробега электронов. Детальному анализу этого, так называемого деформационного, механизма преобразования посвящены оригинальные работы Гантмахера и Долгополова [7,8], Канера с соавторами [9 — 10], Гертнера, Уоллеса и Максфилда [11], Чименти, Кукконена и Максфилда [12], Оверхаузера с соавторами [13 — 15], Родригеса с соавторами [16 — 21], а также обзор Родригеса, Картойзера и Рам Моана [22].

В условиях нормального скин-эффекта для наблюдения ЭМАП, наряду с переменным, необходимо приложить к металлу постоянное магнитное поле H_0 . В этом случае на электроны в скин-слое действует сила Лоренца, направление которой определяется ориентацией поля H_0 относительно границы металла. Увлекая за собой кристаллическую решетку, электроны тем самым возбуждают в ней упругие колебания. Исследованию этого, так называемого индукционного, механизма преобразования посвящены работы Гайдукова и Перова [23 — 25], Кравченко [26], Власова с соавторами [27 — 29], Куина [30 — 32], Алига [33], Саусгейта [34], Доббса с соавторами [35 — 38], его подробное описание содержится также в обзорах Уоллеса [39], Доббса [40] и Васильева и Гайдукова [41].

Помимо деформационного и индукционного механизмов ЭМАП генерация ультразвука происходит также за счет универсальных, проявляющихся во всех проводящих средах, механизмов трансформации — термоупругого [42] и инерционного (сила Стюарта—Толмена) [43] взаимодействий. Эти механизмы ЭМАП до настоящего времени, однако, экспериментально не исследованы и здесь не рассматриваются.

В магнитоупорядоченных средах, наряду с индукционным взаимодействием, модифицированным наличием магнитной подсистемы, проявляются и специфические для магнетиков механизмы ЭМАП. Хорошо известно, что магнетики изменяют свои размеры и форму под действием магнитного поля [44]. Как изотропная, так и анизотропная магнитострикция обязаны взаимодействию этого поля с системой атомных магнитных моментов, которые через константы магнитоупругого взаимодействия вызывают деформацию твердого тела. Линейная генерация ультразвука за счет магнитострикции имеет место лишь в однодоменных магнетиках. В полидоменных магнетиках в переменном магнитном поле упругие деформации возникают на удвоенной частоте возбуждения. Ясно, что при использовании магнитострикции для генерации упругих волн в линейном режиме в полидоменных магнетиках следует использовать постоянное подмагничивающее поле.

Практически, любые процессы, обуславливающие намагничивание вещества, сказываются и в процессах ЭМАП. Так, при падении электромагнитной волны на границу магнетика возбуждение ультразвука происходит за счет смещения доменных границ и за счет вращения намагниченности в доменах. По-разному проявляется ЭМАП в образцах с регулярной и нерегулярной доменной структурой. Кроме того, собственно установление магнитного порядка, как это имеет место в точке Кюри ферромагнетика, или изменение типа маг-

нитного упорядочения, как это имеет место, например, при переходах из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную, также сопровождается четко выраженными особенностями в эффективности преобразования. Исследованию электромагнитного возбуждения ультразвука в магнитоупорядоченных средах посвящены работы Буденкова с соавторами [45 — 47], Гитиса [48], Дроботько и Набережных [49, 50], Ильясова и Комарова [51, 52], Поуви с соавторами [53 — 55], Привороцкого с соавторами [56], Александракиса и Дивайна [57], Гордона [58], Мэрфи с соавторами [59], Люти с соавторами [60], Андрианова с соавторами [61 — 67], а также имеющие прикладную направленность работы Томпсона [68 — 70]. Анализ особенностей магнитоупругого механизма ЭМАП содержится в обзорах Фроста [71], Буденкова и Гуревича [72], а также в монографиях Шкарлета [73] и Комарова [74]. В [71 — 74] приведена обширная библиография работ, посвященных использованию электромагнитного возбуждения ультразвука в разнообразных системах неразрушающего контроля и диагностики.

Как в области практических приложений, так и в лабораторной практике сложились качественно различные подходы к исследованию ЭМАП в нормальных и магнитоупорядоченных металлах. Генерация ультразвука в нормальных металлах за счет силы Лоренца эффективна в условиях, когда длина возбуждаемой упругой волны превосходит толщину скин-слоя, — "размазанной" в пространстве силой не удастся возбудить коротковолновые колебания. Это условие удовлетворяется в чистых металлах на частотах $\omega \leq 10^{10} \text{ с}^{-1}$, чем и определяется частотный диапазон исследований ЭМАП. При использовании магнитострикции для генерации ультразвука, напротив, создаются условия для того, чтобы в этом процессе участвовал весь объем магнетика. С этой целью магнитостриктор измельчается в порошок с размером зерна, не превышающем глубину проникновения электромагнитного поля.

Предметом настоящей работы служат волны в магнитострикторах, т.е. изучение процессов электромагнитного возбуждения ультразвука в хорошо проводящих магнетиках. Исследование электромагнитного возбуждения ультразвука в магнетиках основывается на решении системы уравнений, описывающих связанные колебания электромагнитной, спиновой и упругой подсистем в металле. Спектр этих колебаний в кубических и одноосных ферромагнетиках изучен в работах Поуви, Мередита и Даббса [53] и Барьяхтара, Гришина и Дроботько [75]. Дисперсионные уравнения связанных колебаний в гексагональных ферромагнетиках получены в [64, 66]. Расчёт эффективности возбуждения упругих волн в магнетиках электромагнитными волнами представляет интерес как для изучения особенностей взаимодействия различных типов элементарных возбуждений в магнетиках, так и для получения новой информации о магнитных свойствах магнетиков — построения их магнитных фазовых диаграмм, определения констант обмена, магнитной анизотропии и магнитострикции.

1. Спектр собственных колебаний ферромагнитного металла

Спектр элементарных возбуждений ферромагнетика включает в себя электромагнитные, спиновые и упругие колебания. Лишь в первом приближении их можно рассматривать как независимые. В общем же случае, и, в частности, в задачах ЭМАП, необходимо учитывать их взаимодействия между собой. Учет этих взаимодействий приводит к тому, что нормальными модами колебаний в ферромагнетике являются связанные волны. Сразу же оговоримся, что здесь мы не рассматриваем слабозатухающие электромагнитные волны — геликоны, доплероны и т.д., распространение которых возможно лишь

в особо чистых металлах при низких температурах в присутствии постоянного магнитного поля.

1.1. Система уравнений взаимодействующих электромагнитных, спиновых и упругих волн в магнетиках. Изучение процессов возбуждения ультразвука электромагнитной волной, падающей на поверхность магнетика, предполагает решение связанной системы уравнений, описывающей распространение и взаимодействие в нем электромагнитных, спиновых и упругих колебаний. Такая система включает в себя уравнения упругости, уравнения Максвелла и уравнение Ландау—Лифшица для намагниченности:

$$\rho_M \ddot{\mathbf{U}} = \mathbf{f}, \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\mathbf{M} = g[\mathbf{M}, \mathbf{H}^{\text{eff}}] + \mathbf{R}; \quad (4)$$

здесь ρ_M — плотность вещества, $\mathbf{U}$ — смещение, $\dot{\mathbf{U}} = \partial \mathbf{U} / \partial t$, $\mathbf{f}$ — плотность силы, действующей на элементарный объем магнетика, $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ — напряженности магнитного и электрического полей, $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля, c — скорость света, $\mathbf{j}$ — плотность тока, $\mathbf{M}$ — намагниченность, g — магнитомеханическое отношение, $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\delta F / \delta \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, F — плотность свободной энергии магнетика, $\mathbf{R}$ — релаксационное слагаемое в магнитной подсистеме.

Компоненты вектора плотности объемной силы $f_i = \partial \sigma_{ik} / \partial x_k$, где тензор механических напряжений может быть записан как [76]:

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{(e)} + \sigma_{ik}^{(me)} + \sigma_{ik}^{(em)} + \sigma'_{ik}. \quad (5)$$

Здесь тензоры упругих и магнитоупругих напряжений

$$\sigma_{ik}^{(e,me)} = \frac{\partial F_{e,me}}{\partial U_{ik}},$$

тензор электромагнитных напряжений

$$\sigma_{ik}^{(em)} = \frac{1}{4\pi} \left(H_i B_k - \frac{1}{2} H^2 \delta_{ik} \right),$$

а слагаемое, описывающее затухание в упругой подсистеме,

$$\sigma'_{ik} = \frac{1}{2} \eta_{iklm} \dot{U}_{lm},$$

где η_{iklm} — тензор коэффициентов вязкости, F_e , F_{me} — плотности свободной энергии упругой подсистемы и магнитоупругой энергии (энергии магнито-стрикции), U_{ik} — тензор деформации.

Плотность тока в лабораторной системе координат может быть определена из уравнения:

$$E_i = \rho_{ik} j_k + R_{ikm}^B B_m j_k + R_{ikm}^M M_m j_k - ([U, B]_i / c), \quad (6)$$

где ρ_{ik} — тензор удельного сопротивления, R^B и R^M — тензоры постоянных нормального и аномального эффектов Холла.

Уравнения (2) и (3) замыкаются с помощью:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (7)$$

Релаксационное слагаемое в уравнении (4) может быть записано как

$$\mathbf{R} = -\frac{1}{\tau_2} \mathbf{H}^{\text{eff}} - \frac{1}{\tau_1 M^2} [\mathbf{M} [\mathbf{M}, \mathbf{H}^{\text{eff}}]], \quad (8)$$

где $\tau_{1,2}$ — времена поперечной и продольной релаксаций.

Плотность свободной энергии магнетика имеет вид

$$F = \frac{1}{2} a M^2 + \frac{1}{4} b M^4 + \alpha_{ik} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} + F_a + \frac{1}{2} \gamma_{ik} M^2 U_{ik} + \\ + \gamma_{ijkl} M_i M_j U_{kl} + C_{ijkl} U_{ij} U_{kl} - \mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}), \quad (9)$$

где a, b — постоянные однородного обмена, α, γ и C — тензоры постоянных неоднородного обмена, магнитострикции и упругости. Первые три слагаемых в выражении (9) описывают энергию однородного и неоднородного обменов, четвертое — энергию магнитной анизотропии. Пятое и шестое слагаемые в (9) описывают энергию изотропной (объемной) и анизотропной магнитострикции. Седьмое слагаемое представляет собой упругую энергию, а последнее — энергию Зеемана, которая описывает взаимодействие намагниченности с постоянным $\mathbf{H}_0$ и переменным $\mathbf{h} \sim \mathbf{h}_0 \exp(-i\omega t)$ магнитными полями, ω — частота падающей электромагнитной волны.

При исследовании ЭМАП в изотропных магнетиках, поликристаллах, а также в ферромагнетиках с нерегулярной доменной структурой вместо уравнения Ландау—Лифшица (4) можно использовать соотношение:

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad (10)$$

где χ — тензор магнитной восприимчивости. Уравнение (10) связывает между собой как постоянные, так и переменные намагниченность и напряженность магнитного поля. Тензор χ теоретически может быть получен из решения системы (1 — 4) для отдельного кристаллита (или домена) с последующим затем усреднением по всем кристаллитам (или доменам). Мы будем пользоваться соотношением (10), полагая, что тензор χ может быть определен из независимых экспериментов. Кроме того, для изотропных магнетиков, поликристаллов и ферромагнетиков с нерегулярной доменной структурой можно использовать следующее выражение для свободной энергии:

$$F = \frac{1}{2} A M^2 + \frac{1}{4} B M^4 + \frac{1}{2} \gamma M^2 U_{ii} + \frac{1}{2} \lambda_1 U_{ii}^2 + \lambda_2 U_{ik}^2, \quad (11)$$

где A и B — постоянные однородного обмена (A и B включают и константы анизотропии, которые войдут в них при усреднении (9) по кристаллитам), γ — постоянная объемной магнитострикции (она содержит как обменные, так и анизотропные постоянные, которые также входят в нее при усреднении), λ_1 и λ_2 — коэффициенты Ламэ.

1.2. Граничные условия. Исходная система уравнений должна быть дополнена граничными условиями для векторов $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ и $\mathbf{B}$, а также для тензора напряжений σ_{ik} и намагниченности $\mathbf{M}$. В лабораторной системе координат непрерывность нормальных компонент индукции магнитного поля и тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на границе магнетика записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} B_n^{(i)} &= B_n^{(e)}, \\ [\mathbf{n}, (\mathbf{E}^{(i)} - \mathbf{E}^{(e)})] &= \frac{1}{c} \dot{U}_n (\mathbf{B}^{(i)} - \mathbf{B}^{(e)}), \\ [\mathbf{n}, (\mathbf{H}^{(i)} - \mathbf{H}^{(e)})] &= 0. \end{aligned} \quad (12a)$$

Условие непрерывности тензора напряжения на свободной границе магнетика имеет вид:

$$\sigma_{ik}^{(i)} n_k = \sigma_{ik}^{(e)} n_k. \quad (12b)$$

Индексы i и e служат для обозначения переменных внутри и вне вещества, соответственно, $\mathbf{n}$ — вектор нормали к поверхности.

Граничное условие для намагниченности металла записывается как

$$n_k \frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{M} / \partial x_k)} = 0. \quad (12b)$$

1.3. Дисперсионные уравнение и спектры связанных колебаний. Система уравнений (1) — (4) позволяет рассчитать спектры связанных электромагнитных, упругих и спиновых волн в неограниченных магнетиках. Такие расчеты проводились для кубических [53], одноосных изотропных по упругим и магнитоупругим свойствам [75] и гексагональных ферромагнетиков [64, 66].

Выпишем дисперсионное уравнение связанных колебаний в гексагональном ферромагнетике, распространяющихся вдоль оси симметрии шестого порядка c :

$$\begin{aligned} (q^2 - k_S^2)(q^2 - k_E^2)(q^2 - k_A^2) - (4\pi/\alpha)k_E^2(q^2 - k_A^2) - \\ - (\xi/\alpha)k_A^2(q^2 - k_E^2) - \epsilon k_E^2 q^2(q^2 - k_S^2) - 4(\pi\epsilon\xi/\alpha^2)^{1/2} k_E^2 q^2 = 0; \end{aligned} \quad (13)$$

здесь

$$k_S^2 = -(\omega_0 \mp \omega)/gM\alpha, \quad k_E^2 = 2i/\delta^2, \quad k_A^2 = \omega^2/S_4^2 \quad (14)$$

— квадраты волновых чисел невзаимодействующих колебаний, α — константа неоднородного обменного взаимодействия вдоль оси шестого порядка, $\xi = \gamma^2 M^2 / \rho_M S_4^2$ — параметр магнитоупругого взаимодействия, $\epsilon = H_0^2 / 4\pi \rho_M S_4^2$ — параметр электромагнитно-акустического взаимодействия, параметром электромагнитно-спинового взаимодействия служит константа 4π , S_4 — скорость распространения поперечного ультразвука, $\delta = (c^2 \rho / 2\pi \omega)^{1/2}$ — глубина скин-слоя в немагнитном металле, ρ — удельное

сопротивление, $\omega_0 = g[H_0 + (K/M)]$ — частота однородных спиновых колебаний, K — сумма перенормированных магнитострикцией констант одноосной магнитной анизотропии, постоянное магнитное поле $H_0 \parallel c$.

Дисперсионное уравнение (13) записано в предположении, что в отсутствие постоянного магнитного поля намагниченность M отклонена от оси c . При введении магнитного поля происходит переориентация спинов на это направление. В поле $H_0 = -K/M$ имеет место ориентационный фазовый переход второго рода [77]. Спектры связанных электромагнитных, спиновых и упругих волн в поляризации $+$, распространяющихся вдоль оси симметрии шестого порядка в гексагональном ферромагнитном металле, вдали и в точке ориентационного фазового перехода показаны на рис. 1 и 2. Штриховыми

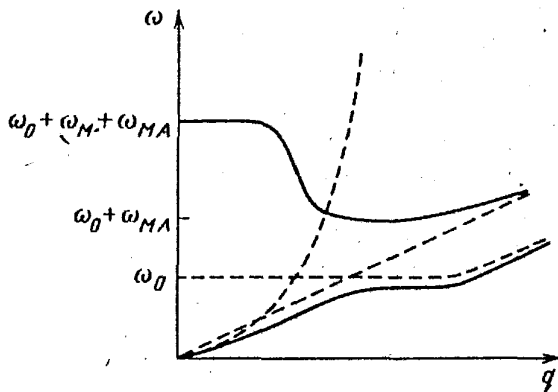


Рис. 1. Спектр связанных колебаний ферромагнитного металла вдали от ориентационного фазового перехода: ω_M, ω_{MA} — щели в спектре спиновых волн, обусловленные их взаимодействием с электромагнитными и упругими волнами

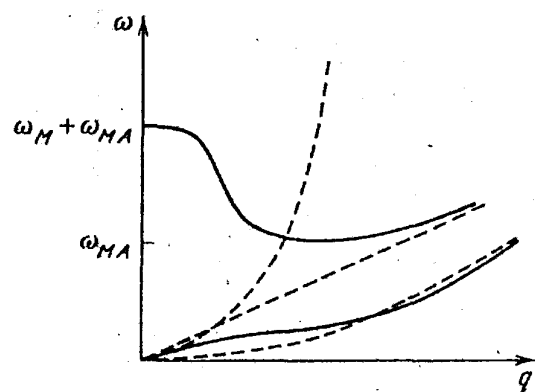


Рис. 2. Спектр связанных колебаний ферромагнитного металла в точке ориентационного фазового перехода $\omega_0 = 0$

линиями показаны невзаимодействующие ветви, а сплошными линиями — ветви связанных колебаний. Подчеркнем условный характер изображения приведенных на этих рисунках параболических ветвей электромагнитных волн, они содержат равные по величине действительные и мнимые части и за пределами скин-слоя не распространяются. В областях точек пересечения невзаимодействующих упругих и спиновых волн с электромагнитными волнами резко возрастает затухание связанных колебаний. При этом они также практически не выходят за пределы скин-слоя. При малых волновых векторах щель в спектре квазиспиновых колебаний определяется магнитостатическим и магнитоупругим вкладами. За точкой пересечения невзаимодействующих спиновой и электромагнитной волн щель определяется только магнитоупругим вкладом.

1.4. Возбуждение упругих мод и основные приближения. Система уравнений (1) — (4), совместно с граничными условиями (12), помимо расчета спектров собственных колебаний проводящих ферромагнетиков, позволяет определить также эффективности возбуждения различных мод спектра внешними возмущениями. Возбуждающая сила в уравнении упруго-

сти в соответствии с формулой (5) обязана различным взаимодействиям в магнитоупорядоченных средах. Слагаемое $\partial\sigma_{ik}^{(me)}/\partial x_k$ обуславливает магнитоупругий механизм генерации ультразвука, а слагаемое $\partial\sigma_{ik}^{(em)}/\partial x_k$ — индукционный механизм.

Перечислим те допущения, в которых решается задача об электромагнитном возбуждении ультразвука. Прежде всего, ограничимся рассмотрением процессов ЭМАП в хорошо проводящих ферромагнетиках. При этом будем предполагать, что проводимость металла изотропна и выполняются условия нормального скин-эффекта. Недиагональные компоненты в проводимости, обязанные эффекту Холла, не учитываются. Упругие и магнитоупругие свойства веществ будут предполагаться либо изотропными (разделы 2 и 3), либо удовлетворяющими гексагональной симметрии (разделы 4 и 5). К последним, в частности, относятся редкоземельные металлы. В выражении для свободной энергии (9) будем пренебрегать неоднородным обменом. При этом отсутствует дисперсия в спектре квазиспиновых волн и в скорости квазизвуковых колебаний, а также отпадает необходимость в учете граничных условий для намагниченности (12в). Приближения, при которых можно пренебречь неоднородным обменом в (9), а также учет влияния этого слагаемого на генерацию ультразвука рассматриваются в разделе 5.

2. Электромагнитное возбуждение ультразвука в изотропных магнетиках

Рассмотрим вначале простейший случай электромагнитно-акустического преобразования в металле с изотропными упругими и магнитными свойствами. Источниками генерации ультразвука в этом случае выступают индукционное и магнитоупругое взаимодействия, в последнем из которых мы будем учитывать лишь изотропную обменную магнитострикцию. Для определенности рассмотрим случай, когда постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль границы металла и параллельно переменному магнитному полю $\mathbf{h}$ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{x}$), а волновой вектор возбуждаемого ультразвука $\mathbf{k}$ направлен вдоль нормали $\mathbf{n}$ к поверхности ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{z}$). В этой геометрии в металле возбуждаются продольные упругие колебания.

Система уравнений, описывающая распространение электромагнитной и упругой волн в металле, записывается в виде:

$$\left[k_A^2(1 - \xi)^{-1} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] U - \frac{1}{4\pi\rho_M \tilde{S}^2} (H_0 + 4\pi\gamma M\chi) \frac{\partial h}{\partial z} = 0, \quad (15)$$

$$\left(\mu k_E^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) h + k_E^2 (\mu H_0 + 4\pi\gamma M\chi) \frac{\partial U}{\partial z} = 0,$$

где k_E и k_A определены формулой (14), а $\tilde{S} = S(1 - \xi)^{-1/2}$ — перенормированная магнитоупругим взаимодействием скорость продольного ультразвука $S^2 = (\lambda_1 + 2\lambda_2)/\rho_M$.

Дисперсионное уравнение, определяющее собственные волновые векторы задачи q_1 и q_2 , таково:

$$\begin{aligned}
 [q^2 - k_A^2(1 - \xi)^{-1}](q^2 - \mu k_E^2) = \\
 = q^2 \frac{k_E^2}{4\pi\rho_M S^2} (H_0 + 4\pi\gamma M\chi)(\mu H_0 + 4\pi\gamma M\chi).
 \end{aligned}
 \quad (16)$$

Общее решение системы уравнений (15) записывается в виде суммы упругих волн:

$$U(z) = U_1 \exp(iq_1 z) + U_2 \exp(iq_2 z),$$

одна из которых с амплитудой U_1 затухает в пределах скин-слоя, а другая с амплитудой U_2 распространяется в глубь металла.

Граничными условиями к задаче о возбуждении ультразвука в магнетике электромагнитными волнами служат следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
 q_1 U_1 + q_2 U_2 + \frac{i\gamma M\chi}{\rho_M S^2} (h_1 + h_2) &= 0, \\
 h_1 + h_2 &= h_0 + h_R,
 \end{aligned}
 \quad (17)$$

$$\frac{c\rho}{4\pi} (q_1 h_1 + q_2 h_2) + \frac{i\omega}{c} H_0 (U_1 + U_2) = -h_0 + h_R;$$

здесь h_1 и h_2 — амплитуды электромагнитных волн, распространяющихся в металле, h_0 — амплитуда падающей, а h_R — амплитуда отраженной волны. Как уже отмечалось, возможность выделения в тензоре напряжений (5) составляющих, имеющих различное физическое происхождение, позволяет разделить и механизмы, ответственные за генерацию ультразвука в магнетиках.

2.1. Индукционное взаимодействие. Среди многочисленных механизмов прямого преобразования электромагнитных и ультразвуковых волн в металлах особое место занимает индукционное взаимодействие. Этот, по-видимому, самый простой и вместе с тем наиболее мощный и универсальный механизм трансформации заключается в лоренцевом взаимодействии переменного тока, наводимого электромагнитной волной в скин-слое металла, с внешним постоянным магнитным полем. За счет лоренцевой силы с равной эффективностью возбуждаются продольные, поперечные и различные поверхностные волны. Этот механизм электромагнитного возбуждения ультразвука работает в широком интервале частот, магнитных полей и температур, причем специфика электронных свойств металла мало сказывается на процессах трансформации волн. Роль лоренцевой силы сводится лишь к созданию переменного давления, действующего на кристаллическую решетку со стороны электронов проводимости. Исключить из рассмотрения магнитоупругое взаимодействие можно, формально положив константу магнитострикции $\gamma = 0$. В этом случае корнями дисперсионного уравнения (16) служат

$$q_1^2 = \mu k_E^2 \times \begin{cases} 1, & \beta \gg 1, \\ 1 + \epsilon, & \beta \ll 1, \end{cases} \quad (18a)$$

$$q_2^2 = k_A^2 \times \begin{cases} 1, & \beta \gg 1, \\ (1 + \epsilon)^{-1}, & \beta \ll 1, \end{cases} \quad (18b)$$

где $\beta = (k_A / |k_E|)^2$ — параметр, описывающий пространственное распределение возбуждающей силы. В радиочастотном диапазоне ($\omega \leq 10^{10} \text{ с}^{-1}$) случай $\beta \ll 1$ соответствует хорошо проводящим, а случай $\beta \gg 1$ — плохо проводящим средам. В экспериментальной практике ($H_0 \leq 10^5 \text{ Э}$) параметр электромагнитно-акустического взаимодействия $\epsilon < 1$.

Первый корень описывает квазиэлектромагнитную волну, затухающую в глубь металла, а второй — продольную квазиупругую волну с амплитудой:

$$|U_2| = \frac{H_0 h_0}{2\pi \rho_M S \omega} (1 + \beta^2)^{-1/2}; \quad (19)$$

здесь перенормировка скорости ультразвука обязана электромагнитно-акустическому взаимодействию:

$$\tilde{S} = S \times \begin{cases} 1, & \beta \gg 1, \\ (1 + \epsilon)^{1/2}, & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (20)$$

Формула (20) описывает реально наблюдаемое явление — изменение скорости ультразвука в магнитном поле [78, 79].

Процессы электромагнитного возбуждения ультразвука можно характеризовать как амплитудой генерации (19), так и безразмерной эффективностью трансформации, которая вводится как отношение потоков акустической энергии $W_A = \rho_M U^2 \omega^2 \tilde{S} / 2$ к потоку энергии в падающей на металл электромагнитной волне $W_E = ch_0^2 / 8\pi$:

$$\eta = \frac{H_0^2}{\pi \rho_M c \tilde{S} (1 + \beta^2)} = 4 \frac{\tilde{S}}{c} \frac{\epsilon}{1 + \beta^2}. \quad (21)$$

В условиях когда глубина проникновения электромагнитного поля в металл мала по сравнению с длиной волны возбуждаемого ультразвука ($\beta \ll 1$), эффективность индукционного механизма ЭМАП в магнетиках практически не отличается от эффективности этого механизма в немагнитных металлах. На высоких частотах, однако, когда $\beta \gg 1$, все процессы, происходящие в магнитной подсистеме и изменяющие магнитную проницаемость металла μ существенно влияют на эффективность трансформации. Эффективность индукционного механизма ЭМАП в ферромагнетиках в этом случае оказывается пропорциональной не напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 , а магнитной индукции в металле $B_0 = \mu H_0$.

В нормальном к границе металла постоянном магнитном поле за счет индукционного взаимодействия возбуждается поперечный ультразвук. Амплитуда генерации и эффективность в этом случае определяются формулами (19) и (21), в которых под S следует понимать скорость поперечного ультразвука.

2.2. Магнитоупругое взаимодействие. Для рассмотрения генерации продольного ультразвука в магнетиках за счет магнитоупругого взаимодействия в уравнениях (15) — (17) следует формально положить H_0 равным нулю. Это эквивалентно исключению из рассмотрения индукционного механизма трансформации. В таком случае корни дисперсионного уравнения

(16) имеют вид

$$q_1^2 = \mu k_E^2 \times \begin{cases} 1, & \beta \gg 1, \\ (\mu - \xi)/\mu(1 - \xi), & \beta \ll 1, \end{cases} \quad (22a)$$

$$q_2^2 = (1 - \xi)^{-1} k_A^2 \times \begin{cases} 1, & \beta \gg 1, \\ \mu(1 - \xi)/(\mu - \xi), & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (22b)$$

Амплитуда распространяющейся в металле волны записывается как

$$|U_2| = \frac{c^2}{S^2} \frac{\gamma \chi \rho M h_0}{4\pi \rho_M S(1 + \beta^2)^{1/2}} \times \begin{cases} \mu^{-1}(1 - \xi)^{-3/2}, & \beta \gg 1, \\ \mu^{1/2}(\mu - \xi)^{-3/2}, & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (23)$$

Эффективность магнитоупругой генерации продольного ультразвука определяется выражением

$$\eta = \frac{c^3}{S^3} \frac{(\gamma \chi M \rho \omega)^2 (1 - \xi)^{1/2}}{4\pi \rho_M S^2 (1 + \beta^2)} \times \begin{cases} \mu^{-2}(1 - \xi)^{-3}, & \beta \gg 1, \\ \mu(\mu - \xi)^{-3}, & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (24)$$

Видно, что наибольшей эффективности магнитоупругий механизм преобразования достигает в области перехода металла, из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Формально, пик генерации в этой области обязан немонокотонному изменению с температурой произведения намагниченности M и магнитной восприимчивости χ . Физически, резкое увеличение эффективности ЭМАП при температуре Кюри объясняется тем, что при фазовом переходе возрастает лабильность спиновой подсистемы. При отличной от нуля магнитострикции модуляция намагниченности магнетика полем, падающей на его границу электромагнитной волны, приводит к интенсивной генерации ультразвука. Отметим, что поперечные упругие волны за счет изотропной обменной магнитострикции не возбуждаются.

2.3. Сопоставление эффективностей индукционного и магнитоупругого механизмов ЭМАП. Используя выражения $M = \chi H$ и $\rho = 1/\sigma$ и полагая параметры магнитоупругой связи ξ и электромагнитно-акустического взаимодействия ϵ малыми по сравнению с единицей, соотношение эффективностей магнитоупругого (МЕ) и индукционного (ЕМ) механизмов преобразования запишем в виде:

$$\frac{\eta_{\text{МЕ}}}{\eta_{\text{ЕМ}}} = \left(\frac{c}{S}\right)^4 \left(\frac{\gamma \chi^2}{\mu}\right)^2 \left(\frac{\omega}{2\sigma}\right)^2 = \left(\frac{\beta \gamma \chi^2}{\mu}\right)^2. \quad (25)$$

Из этого выражения, в частности, следует, что при сохранении всех прочих параметров неизменными роль индукционного взаимодействия возрастает при увеличении проводимости металла. Из сопоставления эффективностей индукционного и магнитоупругого механизмов ЭМАП при проведении одновременных измерений проводимости и магнитной восприимчивости может быть определена константа магнитоупругой связи.

2.4. Экспериментальные методы исследования. Анализ полученных выражений (21), (24), (25) удобно проводить на основе экспериментальных данных. Прежде чем переходить к обсуждению этих данных, остановимся на принципах экспериментального исследования явления.

Как следует из проведенного выше рассмотрения, для реализации бес-

контактного возбуждения ультразвука в магнетике следует поместить его в постоянное и переменное магнитные поля. В случае генерации продольного ультразвука вектор $\mathbf{H}_0$ направляют вдоль границы металла (рис. 3), а в случае возбуждения поперечного ультразвука — по нормали к ней (рис. 4). Элект-

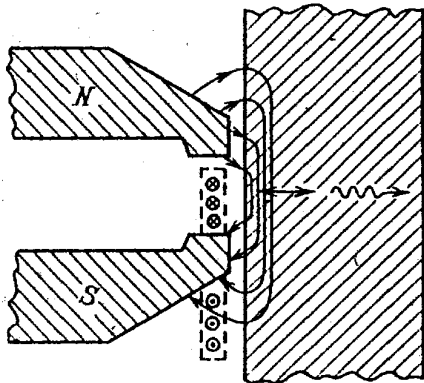


Рис. 3. Схема стандартного расположения источников постоянного и переменного магнитных полей относительно границы металла в случае возбуждения продольного ультразвука

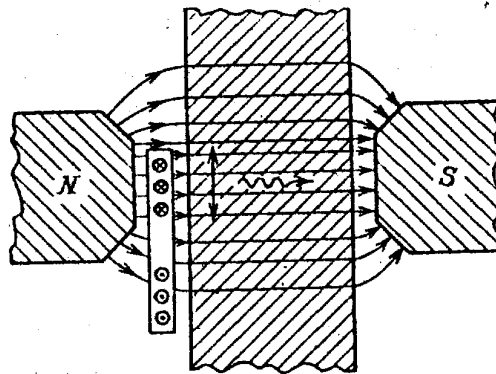


Рис. 4. Схема стандартного расположения источников постоянного и переменного магнитных полей относительно границы металла в случае возбуждения поперечного ультразвука

ромагнитное поле создается катушками индуктивности, которые располагаются обычно на расстоянии около 10^{-1} см от поверхности. Преобразователем электромагнитной и упругой энергий в задачах ЭМАП выступает собственно приповерхностный слой магнетика. Формируя различные конфигурации постоянного и переменного магнитных полей у поверхности металла, можно возбуждать в нем не только объемные упругие волны, распространяющиеся под любым углом к поверхности, но и различные типы поверхностных упругих волн.

В настоящее время наиболее широко применяются два подхода к проведению измерений — эхо-импульсный метод и метод стоячих волн. Рассмотрим вначале первый из них на примере конкретной методики [61], использованной для изучения электромагнитного возбуждения ультразвука в редкоземельных ферромагнетиках. На соленоидальную измерительную катушку, охватывающую пластину ферромагнетика, подавался радиоимпульс напряжением около 1 кВ, длительностью 1 мкс, с частотой заполнения 10 МГц. Этим импульсом, за счет того или иного механизма трансформации, в образце возбуждалась последовательность затухающих акустических эхо-сигналов. Скважность задающих радиоимпульсов подбиралась такой, чтобы вся эта последовательность располагалась в ней. Катушка с образцом размещалась в постоянном магнитном поле в термостате с регулируемой температурой. Импульсы ультразвука на частоте падающей электромагнитной волны генерировались на обеих сторонах пластины, распространялись по нормали к ним и по достижении противоположной поверхности образца регистрировались той же катушкой за счет обратного электромагнитно-акустического преобразования. Последовательность эхо-сигналов, следующих с интервалом $t = d/S$, где d — толщина пластины, поступали сначала на широкополосный усилитель, затем на амплитудный детектор и записывающее устройство. Детектором регистрировалась

амплитуда некоторого выделенного эхо-сигнала. При изменении магнитного поля или температуры с его помощью записывались полевые и температурные зависимости эффективности ЭМАП. Измеряемый сигнал в такой постановке эксперимента $A \sim \eta \exp(-N\Gamma d)$, где N — номер регистрируемого эхо-сигнала, Γ — затухание ультразвука. Затухание Γ определяется в том же эксперименте по соотношению амплитуд последовательных эхо-сигналов, а скорость S — по расстоянию между ними.

Вторым широко используемым методом исследования ЭМАП служит изучение резонансных особенностей поверхностного импеданса пластин, наблюдаемых при установлении на их толщине стоячих упругих волн [80]. Образец в этом случае размещается в двух соосных друг с другом соленоидальных катушках индуктивности. Одна из них служит для возбуждения, а другая — для приема упругих волн. Генерация ультразвука происходит во всем диапазоне частот, однако на резонансных частотах $\omega_n \sim \pi n S/d$, где $n = 1, 3, \dots$, амплитуда возбуждаемых колебаний резко увеличивается. Прием акустических колебаний осуществляется, разумеется, не непосредственно, а путем регистрации электромагнитной волны, излучаемой металлом. В этой методике амплитуды акустических резонансов пропорциональны эффективности трансформации η и обратно пропорциональны затуханию Γ . Затухание определяется полушириной резонансной линии, а скорость ультразвука — резонансной частотой.

Проведенный выше анализ электромагнитного возбуждения ультразвука в изотропных магнетиках проиллюстрируем на примере экспериментальных исследований ЭМАП в ферромагнитных 3d-металлах. На рис. 5 показана полевая зависимость амплитуды возбуждения поверхностных упругих волн в поликристалле железа, полученная с использованием эхо-импульсного метода [68]. Видно, что в слабых магнитных полях доминирует магнитоупругий механизм генерации, характерной особенностью которого является немонотонная зависимость от магнитного поля. В соответствии с (23), такое поведение объясняется немонотонным изменением с ростом магнитного поля произведения восприимчивости χ и магнитострикции γ магнетика. В слабых и сильных магнитных полях χ мала и достигает максимума в области изменения наклона кривой намагничивания. Магнитострикция железа немонотонно изменяется с магнитным полем, обращаясь в нуль при некотором значении H_0 . С этим связано и наличие двух пиков в слабых полях. С дальнейшим увеличением магнитного поля основную роль начинает играть индукционное взаимодействие (19), что приводит к линейной зависимости амплитуды генерации от магнитного поля.

Полевые зависимости эффективности ЭМАП в никеле и его сплавах [58], измеренные методом стоячих ультразвуковых волн в пластине, показаны на рис. 6. Видно, что в сильных магнитных полях во всех этих металлах домини-

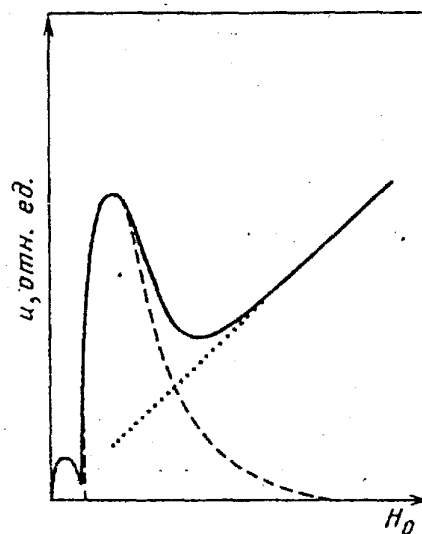


Рис. 5. Зависимость амплитуды генерации поверхностной ультразвуковой волны в поликристалле железа от напряженности магнитного поля [68]

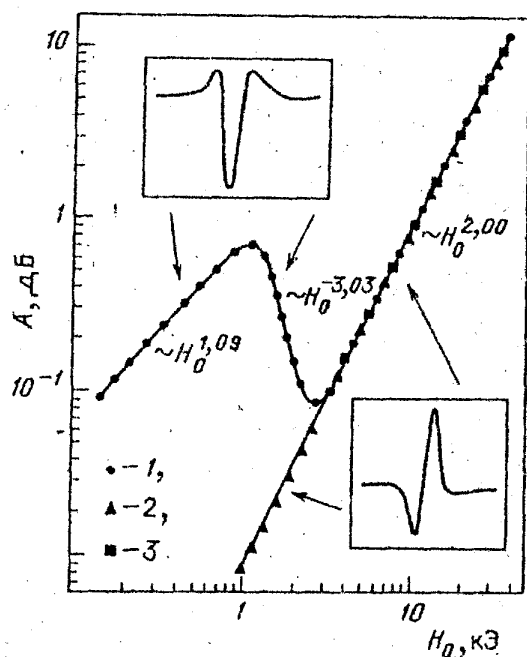


Рис. 6. Полевые зависимости амплитуд резонансных особенностей поверхностного импеданса плоскопараллельных пластин 3d-магнетиков: 1 — инконель, 2 — никель, 3 — коронель. На вставках показаны формы акустических резонансов в полях, соответствующих магнитоупругому и индукционному взаимодействиям [58]

нирует индукционное взаимодействие (19). Степень же проявления магнитоупругого взаимодействия в слабых полях (24) определяется величиной магнитострикции, которая имеет наибольшее значение в инконеле.

Температурные зависимости эффективности возбуждения поперечного и продольного ультразвука в железе [81] показаны на рис. 7. С переходом ме-

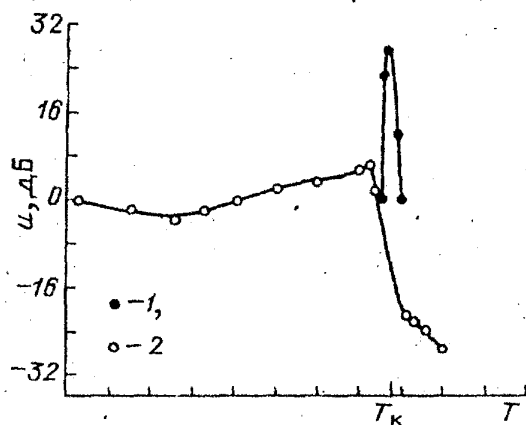


Рис. 7. Температурная зависимость эффективности генерации продольных (1) и поперечных (2) упругих волн в поликристаллическом железе [81]

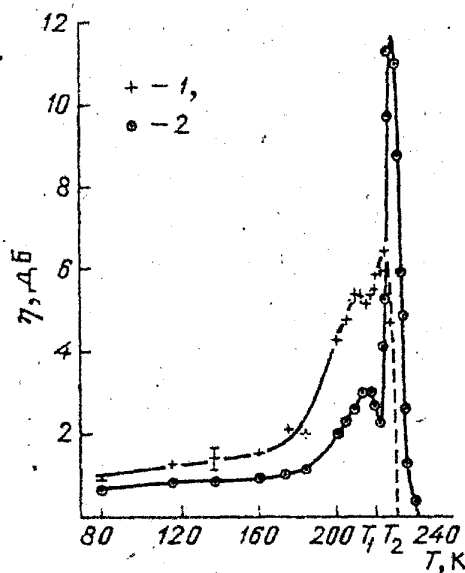


Рис. 8. Температурные зависимости эффективности возбуждения поперечного (1) и продольного (2) ультразвука в поликристалле Tb в тангенциальном к поверхности магнитном поле $H_0 = 1,7$ кЭ [61]

талла из ферромагнитного в парамагнитное состояние резко уменьшается эффективность генерации поперечных упругих волн и, напротив, имеет место пик генерации продольных волн. Последний результат согласуется с формулой (24), из которой следует, что именно вблизи температуры Кюри происходит

наиболее интенсивная генерация продольного ультразвука. Аналогичные зависимости для поликристаллов тербия в магнитном поле, превышающем порог существования антиферромагнитной фазы [61], показаны на рис. 8. В полях, меньших порогового, на температурной зависимости эффективности ЭМАП в 4f-магнетиках [62] пики генерации наблюдаются при переходах из парамагнитной фазы в антиферромагнитную и из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную. При каждом из этих переходов имеет место возрастание магнитной восприимчивости, чем и обусловлены наблюдаемые особенности.

3. Генерация продольного ультразвука в ферромагнетике за счет движения доменных границ

Хорошо известно, что с переходом металла в ферромагнитное состояние он разбивается на домены, в пределах каждого из которых намагниченность M отлична от нуля. Между доменами существуют области (доменные границы), в которых ориентация M меняется от одной равновесной ориентации к другой. При наложении постоянного магнитного поля H_0 невыгодно расположенные по отношению к нему домены поглощаются доменами, ориентация намагниченности в которых близка к направлению поля. В задаче об электромагнитном возбуждении ультразвука, когда приложенное к магнетику постоянное магнитное поле модулируется переменным магнитным полем, на доменные стенки в пределах скин-слоя действует переменная сила. Эта сила приводит как к изгибным колебаниям доменных стенок, так и к их возвратно-поступательным колебаниям. При наличии магнитоупругого взаимодействия каждый из этих процессов сопровождается возбуждением акустических колебаний. Генерация ультразвука за счет однородного смещения доменных границ в ферродиелектриках рассмотрена Туровым и Луговым [82]. Для металлов, в которых переменное магнитное поле существенно неоднородно, представляется оправданным рассмотреть генерацию ультразвука за счет изгибных колебаний доменных границ.

Систему уравнений, описывающих ЭМАП за счет изгибных колебаний доменных границ в тангенциальном магнитном поле ($H \parallel h \parallel x$, $k \parallel n \parallel z$), выпишем в виде

$$\begin{aligned} m\ddot{v} + \kappa v &= Mh - \gamma M^2 \frac{\partial U}{\partial z}, \\ \left(k_A^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) U &= -(2\gamma M^2 / dS^2) \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \left(k_E^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) h &= -8\pi v k_E^2 M / d, \end{aligned} \quad (26)$$

где v — среднее смещение доменной границы, m и κ — средние масса и коэффициент упругости доменной стенки, γ и d — усредненные значения постоянной магнитострикции и размера домена.

При выписанных ранее граничных условиях (12) решение системы (26) дается формулами (22 — 24), в которых надо использовать следующие выражения для восприимчивости χ и параметра магнитоупругой связи ξ :

$$\chi = \frac{\chi_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \xi = \frac{\gamma^2 M^2 \chi}{\rho_M S^2}; \quad (27)$$

здесь $\chi_0 = 2M^2/\kappa d$ — статическая восприимчивость смещения доменных границ, $\omega_0 = (\kappa/m)^{1/2}$ — частота собственных колебаний доменных границ. В этом случае эффективность ЭМАП зависит от величины внешнего магнитного поля через величины d , m и κ , характеризующие доменную структуру и доменные стенки образца. Поскольку этими же параметрами определяется и ω_0 , динамическая восприимчивость магнетика χ и, следовательно, эффективность ЭМАП могут резонансным образом зависеть от H_0 . По оценкам [83] ω_0 лежит в мегагерцевом диапазоне.

4. Электромагнитное возбуждение ультразвука в анизотропных ферромагнетиках

Рассмотренные выше механизмы ЭМАП исчерпывают задачу о возбуждении объемных упругих волн в изотропных магнетиках, поликристаллах и монокристаллах с нерегулярной доменной структурой. Для дальнейшего исследования этого явления необходим его анализ в монокристаллах с регулярной доменной структурой и в однодоменных монокристаллах. Такое рассмотрение может быть проведено для любых типов кристаллических и магнитных симметрии, однако мы ограничимся здесь лишь рассмотрением генерации ультразвука в гексагональных ферромагнетиках в тангенциальном магнитном поле. Этот выбор объясняется тем, что именно на кристаллах такого типа выполнены наиболее детальные исследования ЭМАП [64, 66]. Процессы намагничивания протекают по-разному при различных ориентациях постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ относительно кристаллографических осей металла. В малых полях намагничивание осуществляется в основном за счет смещения доменных границ. По завершении этого процесса могут возникнуть три качественно различных состояния ферромагнетика: в магнитном поле, направленном вдоль легкой оси, ферромагнетик становится однодоменным с намагниченностью $\mathbf{M}$ вдоль $\mathbf{H}_0$ и его дальнейшее намагничивание происходит лишь за счет парапроцесса; в магнитном поле, направленном вдоль трудной оси, в ферромагнетике остаются два типа доменов, и его дальнейшее намагничивание происходит за счет вращения векторов $\mathbf{M}$ в доменах; в промежуточном случае ферромагнетик становится однодоменным с вектором $\mathbf{M}$, направленным под углом к $\mathbf{H}_0$, и его дальнейшее намагничивание осуществляется за счет поворота $\mathbf{M}$ к $\mathbf{H}_0$. Поскольку все особенности индукционного механизма трансформации распространяются и на монокристаллы, ниже рассматриваются лишь особенности магнитоупругого механизма ЭМАП.

4.1. Генерация продольного ультразвука в магнетиках за счет процессов вращения (спин-переориентационные переходы). Итак, в некотором интервале постоянного магнитного поля реальную доменную структуру монокристаллического ферромагнетика можно аппроксимировать двумя типами доменов с намагниченностями, имеющими компоненты, перпендикулярные магнитному полю. Задачу о генерации продольного ультразвука рассмотрим для следующего случая взаимной ориентации постоянного $\mathbf{H}_0$ и переменного $\mathbf{h}$ магнитных полей и волнового вектора ультразвука $\mathbf{k}$: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{x} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{b}$ ($\mathbf{n}$ — нормаль к границе металла, $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ — легкая и трудная оси второго порядка в базисной плоскости гексагонального ферромагнетика).

Плотность свободной энергии гексагонального двухдоменного ферромагнетика запишем в виде

$$F = \sum_{n=1}^2 \left(\frac{1}{4} K_1 \cos^2 \vartheta_n + \frac{1}{8} K_2 \cos^4 \vartheta_n + K_6 \sin^6 \vartheta_n \cdot \cos 6\phi_n - \frac{1}{2} MH \sin \vartheta_n \cdot \sin \phi_n - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} h M^{(n)} + \frac{1}{2} \gamma_{ijkl} M_i^{(n)} M_j^{(n)} U_{kl} \right) + C_{ijkl} U_{ij} U_{kl} + \frac{1}{8} M^2 [N_1 (\sin \vartheta_1 \cdot \cos \phi_1 + \\ + \sin \vartheta_2 \cos \phi_2)^2 + N_2 (\sin \vartheta_1 \cdot \sin \phi_1 + \sin \vartheta_2 \cdot \cos \phi_2)^2 + N_3 (\cos \vartheta_1 + \\ + \cos \vartheta_2)^2] + \frac{1}{2} \pi M^2 (\sin \vartheta_1 \cdot \sin \phi_1 - \sin \vartheta_2 \cdot \sin \phi_2)^2; \quad (28)$$

здесь $n = 1, 2$ — номера доменов, ϑ_n и ϕ_n — полярный и азимутальный углы намагниченности в доменах, которые отсчитываются от осей шестого порядка c и второго порядка a , соответственно, K_1 и K_2 — константы одноосной магнитной анизотропии, K_6 — константа магнитной анизотропии в базисной плоскости, N_i — размагничивающие факторы образца, Предпоследнее слагаемое в (28) представляет собой энергию размагничивания, а последнее — энергию, связанные с возникновением магнитных зарядов на доменных границах [83].

Пусть переориентация спинов с изменением температуры и магнитного поля имеет место только в базисной плоскости, такая ситуация заведомо реализуется во многих редкоземельных магнетиках из-за гигантской одноосной анизотропии [84]. При рассмотрении генерации ультразвука в образцах с доменной структурой, т.е. с неоднородной намагниченностью в основном состоянии, система уравнений (1 — 4) в общем случае должна быть дополнена условием совместности деформаций Сен-Венана [85], которые приводят и к неоднородным деформациям в основном состоянии. Однако когда ширина доменной границы мала по сравнению с периодом доменной структуры, намагниченность и деформации внутри доменов можно считать однородными. В этом случае величины, определяющие основное состояние магнетика, записываются как

$$\vartheta_1 = \vartheta_2 = \theta = \pi/2, \quad \phi_1 = \Phi, \quad \phi_2 = \pi - \Phi,$$

$$U_{xx,yy} = - \frac{(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M^2 c_{33}}{2[c_{33}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{13}^2]} + \frac{(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M^2}{2(c_{11} - c_{12})} \cos 2\Phi, \quad (29)$$

$$U_{zz} = -c_{13}(U_{xx} + U_{yy})/c_{33}, \quad U_{xy} = - \frac{(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M^2}{2(c_{11} - c_{12})} \sin 2\Phi,$$

$$U_{xz} = U_{yz} = 0;$$

здесь для записи компонент тензора анизотропной магнитострикции γ_{ijkl} использована общепринятая двухиндексная схема [85]. Азимутальный угол Φ определяется из уравнения

$$6K_6 \sin 6\Phi + MH_0 \cos \Phi - \frac{1}{2} M^2 N_2 \sin 2\Phi = 0. \quad (30)$$

С изменением магнитного поля изменяется и основное состояние магнетика. Фаза с доменной структурой (29) устойчива при $H_0 \leq H_n$, где пороговое поле

$$H_n = N_2 M - 36K_6/M. \quad (31)$$

При $H_0 = H_n$ происходит ориентационный фазовый переход второго рода из неколлинеарного состояния с доменной структурой (29) в коллинеарное ододоменное состояние с $\phi_1 = \phi_2 = \pi/2$.

Линеаризованная вблизи положения равновесия (29, 30) система уравнений, описывающих ЭМАП, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{1}{2}i\delta^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) h_z - 4\pi M \vartheta_+ &= 0, \\ \left(1 - \frac{1}{2}i\delta^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) h_y + 4\pi M \phi_- \cos \Phi &= 0, \\ -i\omega \phi_+ &= \omega_1 \vartheta_+ + g h_z, \\ -i\omega \vartheta_+ &= -\omega_3 \phi_+ - g(\gamma_{11} - \gamma_{12}) \frac{\partial u_y}{\partial x} M \cos 2\Phi, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} -i\omega \phi_- &= \omega_4 \vartheta_- - g\gamma_{44} M \frac{\partial u_z}{\partial x} \cos \Phi, \\ -i\omega \vartheta_- &= -\omega_2 \phi_- + g h_y \cos \Phi + g(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M \frac{\partial u_z}{\partial x} \sin 2\Phi, \\ -\rho_M \omega^2 u_x &= -(\gamma_{11} - \gamma_{12}) M^2 \frac{\partial \phi_-}{\partial x} \sin 2\Phi + c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \end{aligned}$$

где $\vartheta_{\pm} = (\vartheta_1 \pm \vartheta_2)/2$, $\phi_{\pm} = (\phi_1 \pm \phi_2)/2$, а частоты ω_i определяются формулами

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \frac{g}{M} \left(K_1 - 6K_6 \cos 6\Phi + M H_0 \sin \Phi - N_2 M^2 \sin^2 \Phi + N_3 M^2 \right), \\ \omega_2 &= \frac{g}{M} [-36K_6 \cos 6\Phi + M H_0 \sin \Phi + N_2 M^2 \cos 2\Phi + \\ &\quad + 2(\gamma_{11} - \gamma_{12})^2 M^4 / (c_{11} - c_{12})], \end{aligned} \quad (33)$$

$$\omega_3 = \omega_2 + 4\pi g M + g M (N_1 \sin^2 \Phi - N_2 \cos^2 \Phi), \quad \omega_4 = \omega_1 - g M N_3.$$

Система уравнений (32) описывает синфазные (ϑ_+, ϕ_+) и противофазные (ϑ_-, ϕ_-) колебание намагниченностей доменов. Эта система существенно упрощается при частотах $\omega \ll \omega_i$. Допущение такого неравенства эквивалентно предположению о том, что модуляция постоянного магнитного поля полем электромагнитной волны не приводит к выходу намагниченностей доменов из базисной плоскости. В этом случае электромагнитная волна возбуждает лишь противофазные колебания намагниченности ϕ_- и продольные упругие колебания u_x . После исключения из (32) переменной ϕ_- , для h_y и u_x могут быть получены уравнения, аналогичные (15) — (16), в которых, однако, формально следует положить $H_0 = 0$, а для величин γ, χ и ξ использовать выражения

$$\chi = \frac{gM}{\omega_2} \cos^2 \Phi = \chi_0 \cos^2 \Phi, \quad \xi = \frac{\gamma^2 M^2 \chi}{\rho_M S_1^2}, \quad \gamma = 2(\gamma_{11} - \gamma_{12}) \sin \Phi, \quad (34)$$

здесь S_1 — скорость продольного звука, распространяющегося вдоль оси симметрии второго порядка.

Корнями дисперсионного уравнения (16) являются волновые числа q_1 и q_2 , определяемые с учетом (34) по формулам (22). Амплитуда возбуждаемого ультразвука и эффективность трансформации по-прежнему определяются формулами (23) и (24), в которые выражения для μ , χ и ξ следует подставить из (34). Все эти величины зависят от магнитного поля, поскольку от него зависят и входящие в (34) частота ω_2 и угол Φ . Считая параметр ξ малым по сравнению с μ во всем исследуемом интервале температур и магнитных полей, для эффективности ЭМАП получим

$$\eta = \text{const} \cdot \frac{\chi_0^2 \sin^2 \Phi \cdot \cos^4 \Phi}{(1 + 4\pi \chi_0 \cos^2 \Phi)^2}. \quad (35)$$

Входящая в χ_0 частота однородной прецессии намагниченности ω_2 (33) при увеличении магнитного поля уменьшается, достигая своего минимального значения, равного магнитоупругом щели $\omega_{\text{ма}} = 2g(\gamma_{11} - \gamma_{12})^2 M^3 / (C_{11} - C_{12})$ в точке ориентационного фазового перехода $H_0 = H_n$ ($\Phi = \pi/2$). При этом восприимчивость χ_0 принимает максимальное значение, однако числитель выражения (35) при $\Phi = \pi/2$, а также при $\Phi = 0$, обращается в нуль, и поэтому максимум эффективности трансформации достигается вблизи $\Phi = \arcsin(1/\sqrt{3})$. Таким образом, в случае рассматриваемой доменной структуры эффективность ЭМАП мала в слабых полях и в полях $H_0 \geq H_n$, а в промежуточном поле достигает максимального значения.

4.2. Экспериментальные исследования ЭМАП в монокристаллических ферромагнетиках. К настоящему времени эксперименты по электромагнитному возбуждению ультразвука проведены как на монокристаллах 3d-магнетиков — Cr, Ni, Co, Fe—Si, Ni_2MnGa , так и на монокристаллах 4f-элементов — Er, Tb, Gd и Dy. Во всех этих металлах генерация ультразвука наблюдалась за счет объемной магнитострикции при установлении или изменении типа магнитного упорядочения и за счет анизотропной магнитострикции при спин-переориентационных переходах. Не все из этих переходов, однако, сопровождаются пиками генерации. Рассмотрим в качестве примера представленную на рис. 9, температурную зависимость эффективности возбуждения продольного ультразвука в монокристалле Ni_2MnGa [86]. Это соединение переходит из парамагнитной фазы в ферромагнитную при $T_K = 376$ К, а затем при $T_M = 202$ К испытывает структурное превращение мартенситного типа в ферромагнитной фазе. Видно, что в области структурного перехода резко возрастает эффективность ЭМАП η , гистерезис в этой области характерен для мартенситных превращений. В интервале $T_M < T < T_K$ генерация ультразвука обязана спиновой переориентации. Отсутствие генерации в точке Кюри указывает на малость объемной магни-

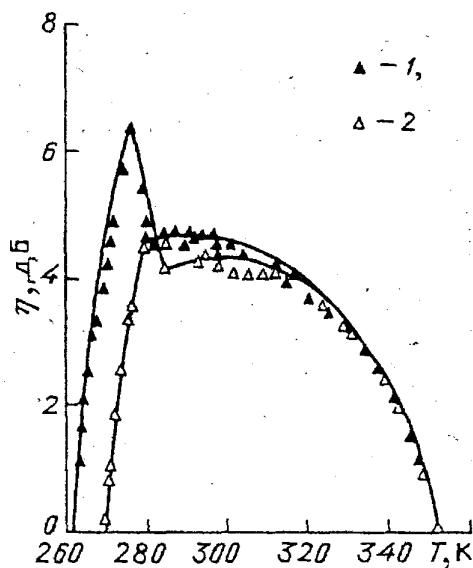


Рис. 9. Температурная зависимость эффективности магнитоупругого механизма преобразования в Ni_2MnGa в поле $H_0 = 100$ Э. 1 и 2 — прямой и обратный ход соответственно [86]

тострикции Ni_2MnGa вблизи этой температуры.

Наиболее подробные исследования ЭМАП проведены на монокристаллах никеля [48, 55, 87], гадолиния [63, 64] и диспрозия [65 — 67]. Эти исследования были направлены не только на изучение собственно явления преобразования электромагнитных и упругих волн, но и на получение информации о магнитных характеристиках данных металлов.

4.2.1. Никель. Никель имеет гранецентрированную кубическую решётку. При $T_k = 650$ К он переходит в ферромагнитную фазу с намагниченностью, направленной вдоль кристаллографической оси [100]. При $T_{сп} = 460$ К имеет место спонтанный спин-переориентационный переход, в результате которого намагниченность ложится на направление [111]. Константы магнитной анизотропии в Ni сравнительно невелики, что позволяет индуцировать спин-переориентационные переходы в нем магнитным полем.

Уже первые экспериментальные исследования ЭМАП, проведенные на монокристаллах никеля [48, 87], показали, что интенсивная генерация упругих волн наблюдается в нем не только в области перехода из парамагнитной в ферромагнитную фазу, но и в ферромагнитной фазе за счет спиновой переориентации. Так, на температурной зависимости эффективности возбуждения продольного ультразвука, показанной на рис. 10, отчетливо наблюдается максимум в области температур, в которой происходит спонтанная переориентация спинов от направления [111] к направлению [100].

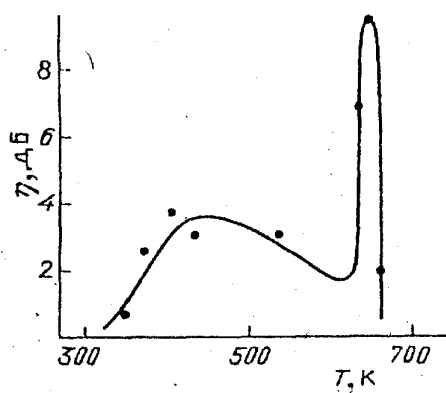


Рис. 10. Температурная зависимость эффективности возбуждения продольных волн в монокристалле никеля [48]

Полевые зависимости ЭМАП в никеле так же, как показано на рис. 11 и 12, существенно немонокотны. Наблюдаемые при увеличении поля максимумы на зависимостях $\eta(H_0)$ объяснены индуцированной магнитным полем спиновой переориентации, в сильных полях проявляется индукционный механизм трансформации

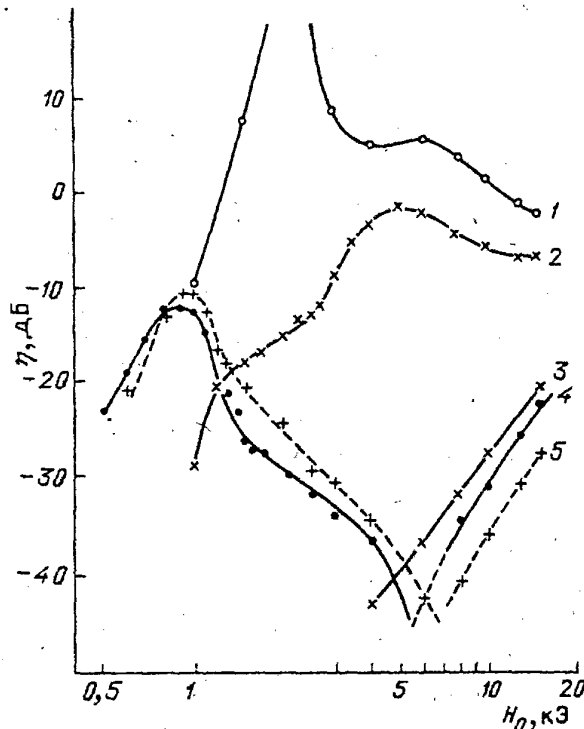


Рис. 11. Полевые зависимости эффективности возбуждения поперечного (1 — 3, 5) и продольного (4) ультразвука в монокристалле никеля на частоте $\omega/2\pi = 6,2$ МГц при $T = 293$ К [87]. 1 — $H_0 \parallel [110]$, $h \parallel [110]$; 2 — $H_0 \parallel [110]$, $h \parallel [001]$; 3 — $H_0 \parallel [110]$, $h \parallel [1\bar{1}0]$, но $T = 365^\circ\text{C}$; 4 — $H_0 \parallel [001]$, $h \parallel [001]$; 5 — $H_0 \parallel [001]$, $h \parallel [110]$

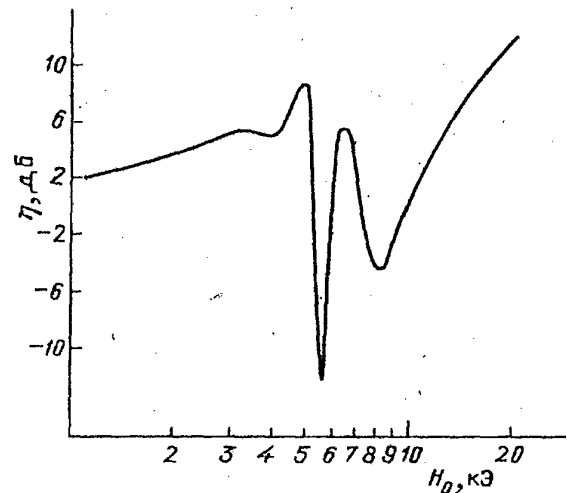


Рис. 12. Полевая зависимость эффективности генерации продольного ультразвука в монокристалле никеля при $\omega/2\pi = 15$ МГц и $T = 293$ К; $q \parallel [001]$, $H_0 \parallel h \parallel [110]$ [55]

мации. Резонансные особенности на кривой $\eta(H_0)$, приведенной на рис. 12, выражены гораздо четче, поскольку соответствующие измерения [55] проводились на сферическом образце, внутреннее поле в котором однородно. Из результатов исследований полевых зависимостей эффективности возбуждения продольного ультразвука при разных температурах в [55] был определен температурный ход константы магнитной анизотропии никеля K_1 (рис. 13).

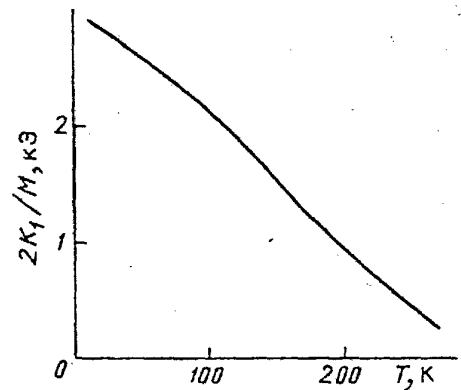


Рис. 13. Зависимость эффективной поля магнитной анизотропии никеля $2K_1/M$ от температуры [55]

4.2.2. Гадолиний. Гадолиний имеет гексагональную решетку, он переходит из парамагнитного состояния в ферромагнитное типа "легкая ось" при $T_k = 293$ К. Вектор намагниченности M в интервале $T_{сп} < T < T_k$ совпадает по направлению с гексагональной осью кристалла. При $T_{сп} = 235$ К образуется конус осей легкого намагничивания. Угол раствора конуса по отношению к гексагональной оси с понижением температуры сначала быстро увеличивается, достигая максимума при $T \approx 180$ К, а затем монотонно уменьшается. Магнитная анизотропия в гадолинии невелика по сравнению с другими тяжелыми редкоземельными металлами, что позволяет реализовать в нем спин-переориентационные переходы в сравнительно слабых магнитных полях. Такая магнитная структура, отличаясь фактически от рассмотренного выше

"двухдоменного" ферромагнетика, тем не менее, полностью описывается изложенным в разделе 4.1 формализмом.

Температурные зависимости эффективности возбуждения продольного ультразвука в гадолинии при некоторых фиксированных значениях тангенциального к поверхности поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ показаны на рис. 14. Эффективность генерации ультразвука во всех случаях достигала четко выраженного максимума в области перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние и спадала с удалением от T_K . Кроме того, сравнимая по интенсивности генерация наблюдалась в некотором интервале магнитных полей и при низких температурах (кривая 2 на рис. 14). Представляет интерес зависимость величины пика ЭМАП вблизи температуры Кюри от напряженности постоянного магнитного поля. Эта зависимость показана на рис. 15. Видно, что эффективность

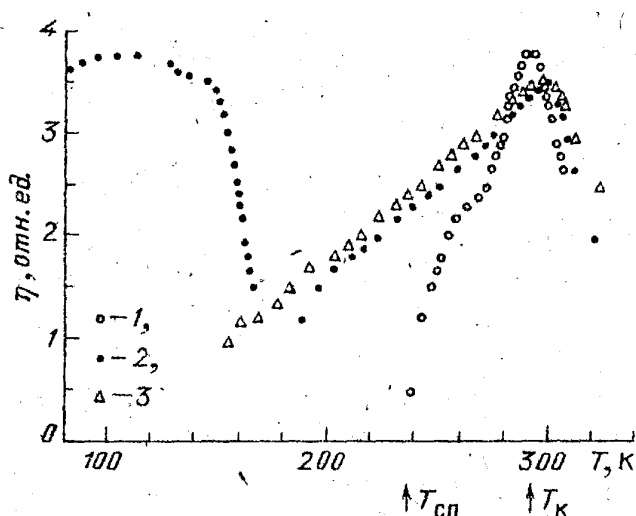


Рис. 14. Температурная зависимость эффективности возбуждения продольного ультразвука в Gd при фиксированных значениях магнитного поля $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$. 1 — 2,2 кЭ, 2 — 4,4 кЭ, 3 — 6,7 кЭ [64]

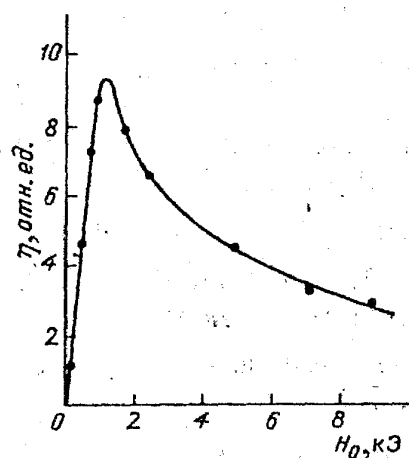


Рис. 15. Полевая зависимость амплитуды пика генерации продольного ультразвука в области перехода "парамагнетик—ферромагнетик" в Gd; $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ [63]

генерации в точке Кюри сначала увеличивается с ростом магнитного поля, достигает максимума при некотором значении поля, и затем уменьшается. Такое поведение, в соответствии с (24), обязано эволюции в магнитном поле зависимостей $\chi(T)$ и $M(T)$. В слабых полях восприимчивость в точке Кюри достигает наибольших значений, однако при этом мала намагниченность. В сильных полях, напротив, растет намагниченность, но уменьшается восприимчивость.

Полевые зависимости эффективности ЭМАП в редкоземельных металлах отличаются удивительным разнообразием. Некоторые из этих зависимостей в ориентациях $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ представлены на рис. 16 и 17.

В ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ вблизи перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное генерация ультразвука начинается с нулевого магнитного поля, достигает максимума при $H_0 = 2$ кЭ и затем монотонно уменьшается (кривая 1 на рис. 16). В температурном интервале $T_{сп} < T < T_K$ генерация также начинается в малых магнитных полях, достигает максимума, затем

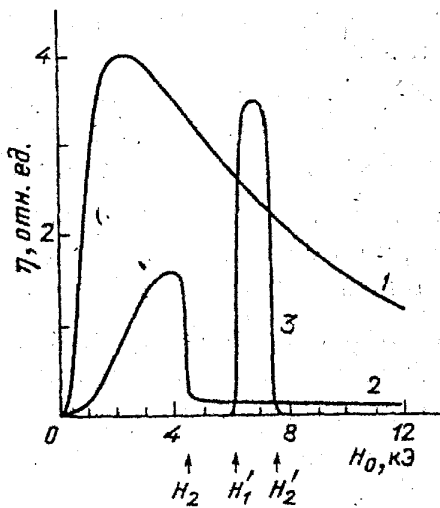


Рис. 16. Полевые зависимости эффективности ЭМАП в Gd при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$. 1 — $T = 293$ К, 2 — 260 К, 3 — 127 К [64]

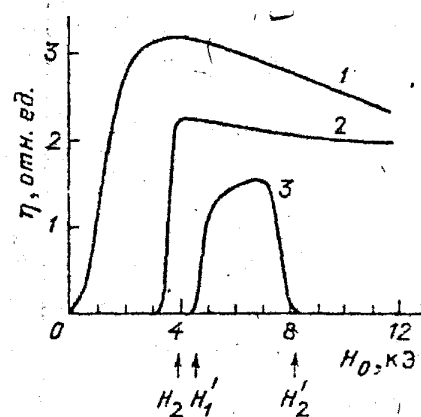


Рис. 17. Полевые зависимости эффективности ЭМАП в Gd при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$. 1 — $T = 293$ К, 2 — 260 К, 3 — 80 К [64]

резко спадает и выходит на уровень, слабо зависящий от магнитного поля (кривая 2 на рис. 16). Наконец, при $T < T_{\text{сп}}$ возбуждение ультразвука наблюдается лишь в узком интервале магнитных полей $H_1 - H_2$ (кривая 3 на рис. 16), с изменением температуры как ширина этого интервала, так и значения граничных полей H_1 и H_2 заметно изменялись.

Единственное отличие полевых зависимостей эффективности ЭМАП в ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ от рассмотренного выше случая заключается в том, что в интервале $T_{\text{сп}} < T < T_{\text{к}}$ генерация ультразвука начинается в поле $H_1 \neq 0$ (кривая 2 на рис. 17).

На рис. 18 представлена зависимость амплитуды генерации продольного ультразвука в гадолинии в широком интервале магнитных полей. В слабых полях наблюдается область интенсивной генерации, обязанная магнитоупругому взаимодействию. Рост амплитуды регистрируемого сигнала в сильных полях обязан индукционному взаимодействию. Видно, что эффективность индукционного механизма трансформации становится сопоставима с эффективностью магнитоупругих механизмов лишь в достаточно сильных магнитных полях.

Рассматривая в общем плане результаты исследования ЭМАП в гадолинии, можно констатировать, что в широком интервале изменения магнитного поля и температуры генерация ультразвука происходит под действием силы Лоренца, а также за счет изотропной магнитострикции парапроцесса и анизотропной магнитострикции, связанной со спин-переориентационными переходами. Эти магнитоупругие взаимодействия можно считать в первом приближении независимыми друг от друга, а их вклады в процессы

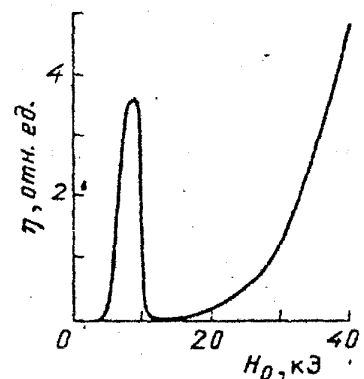


Рис. 18. Зависимость эффективности ЭМАП от магнитного поля в Gd при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$; $T = 8$ К [64]

ЭМАП аддитивными. Полагая, что ЭМАП в монокристаллах за счет парапроцесса аналогично ЭМАП в поликристаллах, обратимся к анализу эффективности трансформации за счет спиновой переориентации. Для объяснения наблюдаемых в ферромагнитной области полевых зависимостей необходимо учесть реальную доменную структуру, размагничивающие факторы образцов и ориентацию поля H_0 относительно кристаллографических осей металла.

Вдали от температуры Кюри, где парапроцесс несуществен, генерация происходит лишь в некотором ограниченном сверху и снизу интервале магнитных полей $H_1 < H_0 < H_2$. Отсутствие генерации в полях $H_0 < H_1$ можно объяснить тем, что до тех пор, пока в образце существуют невыгодно расположенные относительно H_0 домены, внутреннее магнитное поле в магнетике равно нулю.

В полях $H_0 < H_1$ увеличение напряженности постоянного магнитного поля и его модуляция полем электромагнитной волны приводят лишь к смещению доменных границ и изменению соотношения доменов, отличающихся направлениями векторов спонтанной намагниченности. Магнитная восприимчивость, обязанная процессам смещения доменных границ, в гадолинии невелика, что и приводит к низкой эффективности ЭМАП за счет этих процессов. В интервале магнитных полей $H_1 < H_0 < H_2$ происходит поворот векторов намагниченности в доменах до направления H_0 . Этот процесс, в соответствии с формулами (24) и (35), сопровождается резким увеличением эффективности ЭМАП. Наконец, в полях $H_0 > H_2$ генерация ультразвука за счет переориентации спинов заканчивается и происходит лишь за счет парапроцесса, интенсивность которого с понижением температуры спадает.

Интересным представляется проанализировать процессы ЭМАП в гадолинии в температурном интервале $T_{сп} < T < T_k$. Если H_0 направлено вдоль оси легкого намагничивания c , то в поле H_1 образец переходит в монодоменную фазу, в которой $M \parallel H_0$, т.е. H_1 совпадает с H_2 . В этом случае генерация, хотя и начинается в поле H_1 , происходит лишь за счет парапроцесса (кривая 2 на рис. 17). Если поле H_0 лежит в базисной плоскости кристалла, спиновая переориентация начинается с нулевого магнитного поля (кривая 2 на рис. 16).

Значения критических полей H_1 и H_2 , в которых происходят резкие изменения эффективности трансформации, существенно изменяются с изменением температуры. Эти значения для ориентации постоянного магнитного поля вдоль гексагональной оси ($H_0 \parallel c$) и в базисной плоскости ($H_0 \parallel a$) показаны на рис. 19 и 20 соответственно.

Можно показать, что зависимости $H_1(T)$ и $H_2(T)$ позволяют восстановить магнитные фазовые диаграммы гадолиния, т.е. установить области существования в нем многодоменной, угловой (намагниченность M не параллельна полю H_0) и коллинеарной ($M \parallel H_0$) фаз. Выпишем для этого ту часть плотности свободной энергии кристалла, которая зависит от угла ϑ между направлением спонтанной намагниченности M и осью c :

$$F = (1/2)K_1 \cos^2 \vartheta + (1/2)K_2 M^2 \cos^4 \vartheta + (1/2)K_3 M^4 \cos^6 \vartheta - H_i M, \quad (36)$$

где H_i — внутреннее поле в магнетике.

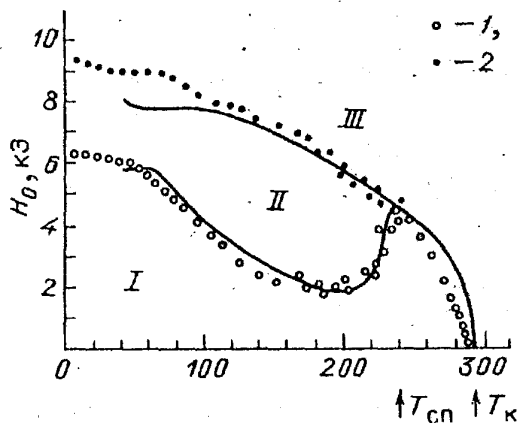


Рис. 19. Фазовая $H_0 - T$ -диаграмма Gd при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{c}$. Точки 1 — H_1 , 2 — H_2 — эксперимент; линии — расчет. Области I, II, III соответствуют многодоменной, угловой и коллинеарной фазам [64]

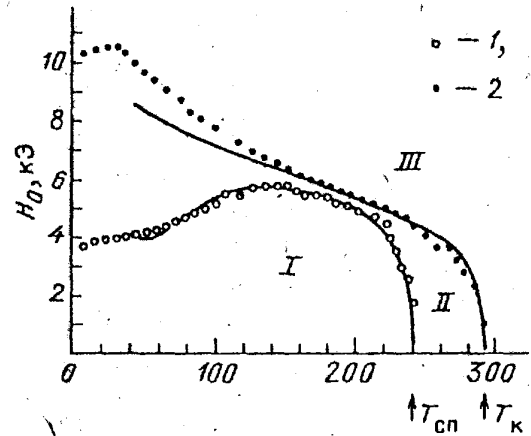


Рис. 20. Фазовая $H_0 - T$ -диаграмма Gd при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$. Точки 1 — H_1 , 2 — H_2 — эксперимент; линии — расчет. Области I, II, III соответствуют многодоменной, угловой и коллинеарной фазам [64]

Рассмотрим вначале случай магнитного поля, параллельного гексагональной оси $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$. Во всем температурном интервале процессы смещения доменных стенок в образце заканчиваются в поле

$$H_1 = NM \cos \vartheta, \quad (37)$$

где N — размагничивающий фактор образца. В температурном интервале $T_{\text{сп}} < T < T_{\text{к}}$ угол ϑ равен нулю, и по завершении процессов смещения доменных границ образец сразу переходит из многодоменной в коллинеарную фазу (т.е. $H_1 = H_2$). При $T < T_{\text{сп}}$ угол раствора конуса осей легкого намагничивания ϑ отличен от нуля и зависит от температуры. В поле H_1 начинается переориентация магнитных моментов атомов на направление $\mathbf{H}_0$, гадолиний при этом находится в угловой фазе. В поле H_2 переориентация заканчивается, и гадолиний переходит в коллинеарную фазу. Выражение для второго критического поля H_2 можно найти, минимизируя F по углу ϑ и полагая затем $\vartheta = 0$:

$$H_2 = NM + (K_1 + 2K_2M^2 + 3K_3M^4)M^{-1}. \quad (38)$$

В ситуации, когда постоянное магнитное поле лежит в базисной плоскости $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$, процессы смещения доменных стенок заканчиваются в поле

$$H_1 = NM \sin \vartheta. \quad (39)$$

В интервале $T_{\text{сп}} < T < T_{\text{к}}$ имеем $\vartheta = 0$ и $H_1 = 0$. В отличие от рассмотренного выше случая ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{c}$), в этой геометрии переориентация спинов происходит во всем температурном интервале. Поворот магнитных моментов заканчивается в поле

$$H_2 = NM - (K_1/M). \quad (40)$$

Расчет температурных зависимостей критических полей H_1 и H_2 , показанных на рис. 19 и 20 сплошными линиями, проводился с использованием данных для K_i и M , приведенных в [84]. Обратим внимание на особенность расчета размагничивающих факторов образцов N в задачах ЭМАП. Поскольку генерация ультразвука происходит в тонком приповерхностном слое, их вычисление следует проводить для поля, действующего на поверхности кристалла. Видно, что во всем исследованном температурном интервале наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теорией.

4.2.3. Диспрозий. Диспрозий имеет гексагональную кристаллическую решетку. Одноосная магнитная анизотропия диспрозия настолько велика, что при магнитном упорядочении моменты всегда ориентированы в базисной плоскости. В отсутствие постоянного магнитного поля диспрозии с повышением температуры при $T_1 = 85$ К переходит из ферромагнитной фазы типа "легкая плоскость" в геликоидальную антиферромагнитную фазу типа "простая спираль", а затем при $T_2 = 180$ К, в парамагнитную фазу. При $T < T_1$ наложение магнитного поля в базисной плоскости вызывает обычный для ферромагнетиков процесс намагничивания, который происходит через смещение доменных границ и вращение векторов намагниченности в доменах. В интервале $T_1 < T < T_2$ наложение достаточно сильного магнитного поля приводит к разрушению антиферромагнитного геликоида. Исследования влияния магнитного поля, ориентированного вдоль оси легкого намагничивания в базисной плоскости а на намагниченность [88], проводимость [89] и скорость ультразвука [90] в диспрозии показали, что разрушение антиферромагнитной спирали происходит, с образованием промежуточной всерной ферромагнитной фазы.

Рассмотрим результаты исследования процессов генерации продольного ультразвука в монокристаллическом диспрозии. Семейства характерных полевых зависимостей эффективности ЭМАП, полученные при двух ориентациях постоянного и переменного магнитных полей вдоль легкой ($H_0 \parallel h \parallel a$) и трудной ($H_0 \parallel h \parallel b$) осей в базисной плоскости, представлены на рис. 21 и 22. На рис. 21 приведены также типичные полевые зависимости намагниченности $M(H_0)$. Зависимости $\eta(H_0)$ даны в разных масштабах, в подписях к рисункам указаны коэффициенты ослабления для каждой зависимости в децибелах.

Рассмотрим вначале зависимости $\eta(H_0)$, полученные в ферромагнитной фазе диспрозия при $T < T_1$ (кривая 1 на рис. 21 и кривые 1, 2 на рис. 22). При $H_0 \parallel h \parallel a$ наблюдается лишь один пик генерации, который находится в области сравнительно слабых магнитных полей. Сигнал ЭМАП появляется в поле H_1 сразу же при введении магнитного поля ($H_1 = 0$), достигает максимума при $H_0 \approx 10$ кЭ и затем быстро убывает. В магнитном поле, ориентированном вдоль оси трудного намагничивания $H_0 \parallel h \parallel b$, на полевых зависимостях ЭМАП вслед за пиком генерации в слабых полях ($H_0 \approx 10$ кЭ) наблюдается интенсивная генерация в широком интервале магнитных полей, заканчивающаяся в поле H_2 . Величина поля H_2 быстро возрастает с понижением температуры.

Полевые зависимости намагниченности при $T < T_1$ практически одинаковы для обеих ориентации постоянного магнитного поля относительно кри-

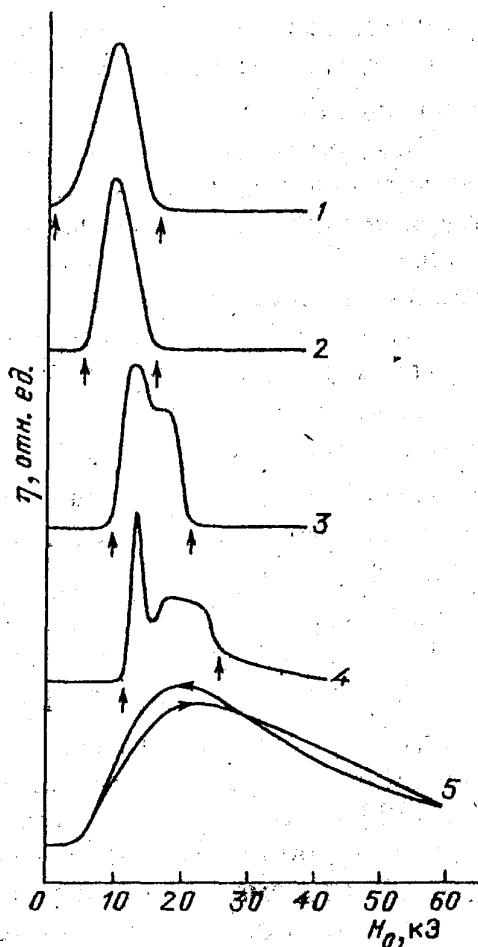


Рис. 21. Зависимости эффективности ЭМАП в Dy от магнитного поля при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$. 1 — $T = 82$ К, 2 — 119 К, 3 — 141 К, 4 — 172 К, 5 — 181 К. Стрелками показаны поля начала и окончания эффективного возбуждения ультразвука, обозначенные в тексте соответственно через H_1 и H_2 [66]

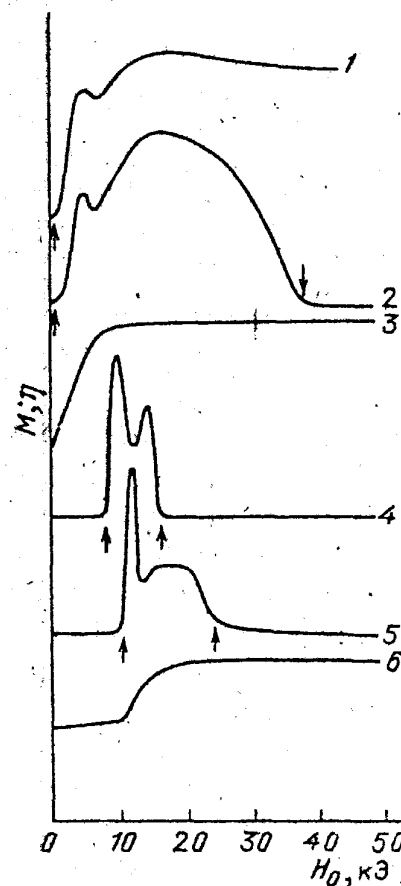


Рис. 22. Зависимости эффективности ЭМАП η и намагниченности M от магнитного поля в Dy при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$. $\eta(H_0)$: 1 — $T = 50$ К, 2 — 70 К, 4 — 136 К, 5 — 173 К. $M(H_0)$: 3 — $T = 70$ К, 6 — 173 К. Стрелками показаны поля H_1 и H_2 [66]

сталлографических осей диспрозия: в слабых полях происходит быстрый рост намагниченности, который завершается в поле, примерно соответствующем максимуму ЭМАП в слабых полях, после чего кривая $M(H_0)$ выходит на насыщение (кривая 3 на рис. 22).

Интерпретация полевых зависимостей ЭМАП при $T < T_1$ качественно сводится к следующему. В слабых полях в образце имеется сложная доменная структура с шестью типами доменов, и внутреннее магнитное поле в магнетике мало. Генерация продольного ультразвука при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ связана только со смещением доменных границ. С увеличением магнитного поля возрастает объем доменов, в которых $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_0$, и уменьшается объем доменов, в которых вектор $\mathbf{M}$ либо антипараллелен вектору $\mathbf{H}_0$, либо направлен под углом к нему. Модуляция постоянного магнитного поля радиочастотным полем в скин-слое образца приводит за счет магнитоупругой связи к возбуждению ультразвука.

После перехода образца в коллинеарную однодоменную фазу при $H_0 = H_2$ образец намагничен до насыщения, и эффективность ЭМАП резко уменьшается.

В ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{b}$ процесс намагничивания образца должен, в принципе, завершаться выведением вектора намагниченности в доменах на направление трудной оси $\mathbf{b}$. Последовательность происходящих при этом изменений магнитного состояния диспрозия представляется следующим образом. Процессы смещения, как и в предыдущем случае, приводят к возбуждению ультразвука и появлению пика на зависимости $\eta(H_0)$ в области слабых магнитных полей. По завершении процессов смещения в образце остаются два типа доменов, вектор намагниченности в которых направлен под углом 30° к магнитному полю. Дальнейшее намагничивание кристалла вплоть до поля H_2 происходит за счет вращения векторов $\mathbf{M}$ в этих доменах. Таким образом, второй максимум на полевых зависимостях эффективности ЭМАП при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{h} \parallel \mathbf{b}$ (кривые 1 и 2 на рис. 22) связано спиновой переориентацией в угловой фазе. Согласно проведенному выше анализу, этот процесс должен заканчиваться в поле H_{π} , определяемом формулой (31). Поскольку, однако, легкоплоскостная магнитная анизотропия в Dy резко возрастает с понижением температуры, то точка спин-переориентационного перехода достигается лишь в ограниченном интервале температур (ср. кривые 1, 2 на рис. 22). По физическому смыслу поле H_{π} соответствует экспериментально определяемому полю H_2 . Изменение с температурой этого поля, как следует из (31), позволяет определить температурный ход константы легкоплоскостной анизотропии $K_6(T)$.

Характер зависимостей $\eta(H_0)$ существенно изменяется с переходом в температурный интервал $T_1 < T < T_2$ (кривые 2 — 4 на рис. 21 и кривые 4, 5 на рис. 22). В этом же интервале имеет другой вид и зависимость $M(H_0)$ (кривая 6 на рис. 22). В слабых полях, вплоть до некоторого зависящего от температуры поля H_1 , намагниченность мала, а возбуждение ультразвука не регистрируется. Это согласуется с формулой (24), согласно которой эффективность ЭМАП также должна быть мала в этой области. Затем при достижении поля H_1 резко увеличивается наклон кривой $M(H_0)$, и скачкообразно появляется сигнал ЭМАП. После прохождения пика зависимости $\eta(H_0)$ вблизи H_1 может возникнуть целая область интенсивного возбуждения ультразвука, которая существует вплоть до поля H_2 , также зависящего от температуры. В полях, больших H_2 , ЭМАП не регистрируется, а намагниченность выходит на насыщение. Полевые зависимости ЭМАП такого типа характерны для обеих исследованных ориентации внешнего магнитного поля.

Зависимости $\eta(H_0)$ и $M(H_0)$, полученные при $T_1 < T < T_2$, свидетельствуют о том, что разрушение антиферромагнитного геликоида происходит в два этапа. Последовательность магнитных состояний при этом представляется следующим образом: при $H_0 < H_1(T)$ сохраняется антиферромагнитная спираль, в полях $H_0 \geq H_1(T)$ она разрушается, и образуется промежуточная ферромагнитная фаза, которая сохраняется до поля $H_2(T)$. В полях $H_0 > H_2(T)$

все магнитные моменты выведены на направление магнитного поля, и образец намагничен до насыщения. В соответствии с этим на полевых зависимостях намагниченности должны наблюдаться слабо выраженные изменения наклона, а на кривых $\eta(H_0)$ — пики генерации ультразвука при разрушении антиферромагнитной спирали и области интенсивной генерации звука при спиновой переориентации в промежуточной ферромагнитной фазе.

Естественно возникает вопрос о характере промежуточной ферромагнитной фазы. В поле $H_0 \parallel h \parallel b$ при $T < T_1$ по завершении процессов смещения заведомо реализуется угловая фаза, а при $T \leq T_2$ — после разрушения антиферромагнитного геликоида, по-видимому, веерная фаза. Следовательно, между двумя этими фазами должна существовать граница (или область раздела). Для нахождения предполагаемой границы раздела в [68] были предприняты подробные измерения эффективности ЭМАП вблизи T_1 . Их отличительной особенностью, как показано на рис. 23, является значительный гистерезис, отсутствующий при других температурах. Можно предположить, что именно в областях, характеризующихся гистерезисом, находится граница между угловой и веерной фазами.

Наконец, при $T > T_2$ на полевых зависимостях ЭМАП наблюдается один широкий максимум генерации, величина которого убывает с удалением от T_2 (кривая 5 на рис. 21). Такое поведение характерно для парамагнитной фазы любого магнетика, его интерпретация совпадает с аналогичной для гадолиния. Отметим, что и в парамагнитной фазе диспрозия вблизи T_2 также имеется гистерезис на полевых зависимостях ЭМАП.

Принципиально магнитная фазовая диаграмма диспрозия может быть определена из экспериментальных данных по электромагнитному возбуждению ультразвука так же, как это было сделано для гадолиния. Экспериментальные значения критических полей H_1 и H_2 в температурном интервале, охватывающем области антиферромагнитного и ферромагнитного упорядочений в этом металле для ориентации $H_0 \parallel h \parallel a$ и $H_0 \parallel h \parallel b$, показаны на рис. 24 и 25. В отличие, однако, от гадолиния, легкоплоскостная магнитная анизотропия в диспрозии достаточно велика, что требует дополнительного расчета геликоидальной антиферромагнитной структуры для построения теоретических

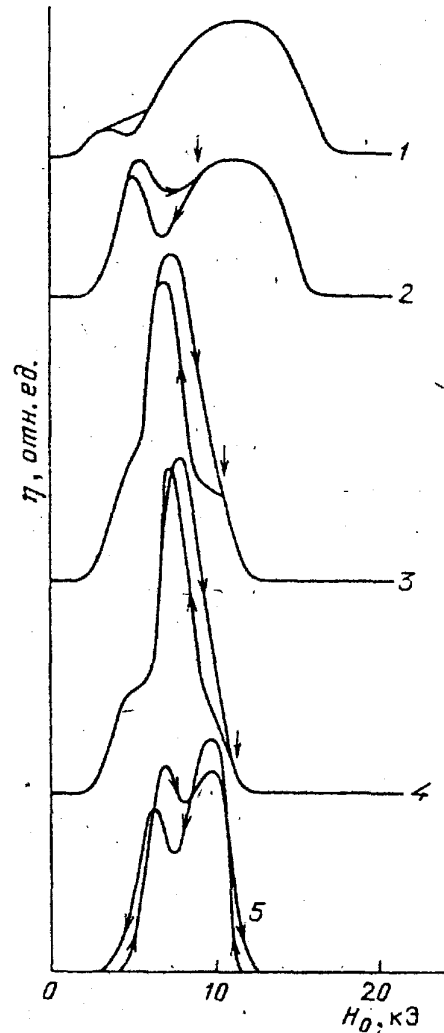


Рис. 23. Полевые зависимости эффективности ЭМАП η в Dy при $H_0 \parallel b$ вблизи границы сосуществования угловой и веерной фаз. 1 — $T = 91$ К, 2 — 92 К, 3 — 98,5 К, 4 — 101 К, 5 — 119 К. Стрелками показаны поля окончания гистерезисных процессов [66]

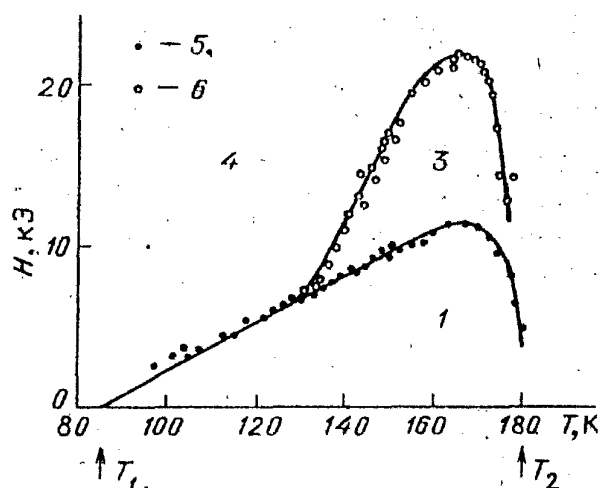


Рис. 24. Фазовая $H_0 - T$ -диаграмма Ду при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$. 1 — геликоид, 3 — веерная фаза, 4 — коллинеарная фаза. Точки: 5 — H_1 , 6 — H_2 — эксперимент; линии — расчет [66]

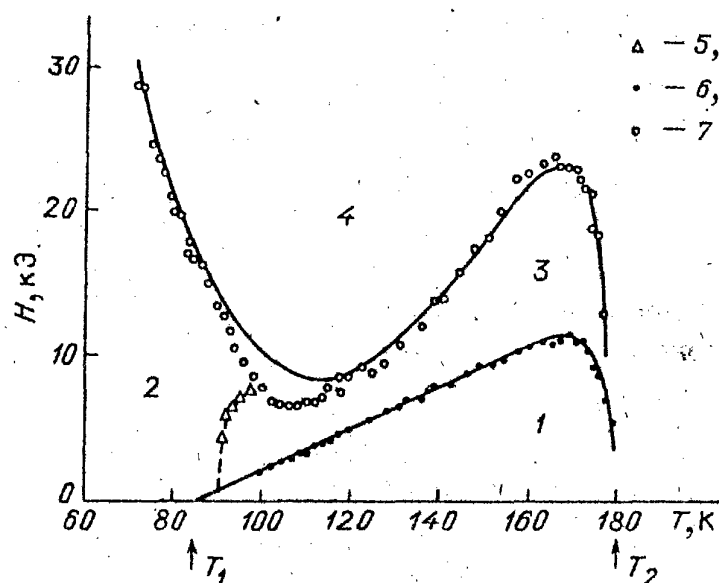


Рис. 25. Фазовая $H_0 - T$ -диаграмма Ду при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{b}$. 2 — угловая фаза; 5 — 7 — экспериментальные точки, сплошные линии — расчет [66]

зависимостей критических магнитных полей.

Без учета легкоплоскостной анизотропии расчет такой структуры в гексагональном кристалле проведен в [91]. Магнитные моменты каждой кристаллической плоскости, связанные сильным обменным взаимодействием, описывались одним азимутальным углом ϕ_i . Между соседними плоскостями предполагалось ферромагнитное обменное взаимодействие, а между плоскостями через одну — антиферромагнитное. Из этой модели следует, что разрушение геликоидальной структуры магнитным полем должно происходить в два этапа: в доле H_1 скачкообразно разрушается геликоид, и возникает веерная ферромагнитная структура; с дальнейшим ростом поля угол раствора веера уменьшается, и в поле $H_2 = 2,06H_1$ магнитные моменты атомов ориентируются вдоль $\mathbf{H}_0$. Из экспериментальных данных [66, 67] следует, что при $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ разрушение геликоида не всегда сопровождается образованием веерной структуры — при $T < 125$ К веерная фаза в этой ориентации, по-ви-

димому, не реализуется. В то же время при $T > 115$ К расчет [91] находится в удовлетворительном согласии с экспериментом. Исчезновение веерной фазы при приближении к T_1 связано с влиянием легкоплоскостной анизотропии, быстро возрастающей с понижением температуры [92]. Поскольку в Ду период геликоида составляет около десяти периодов решетки, аналитический расчет такой структуры с учетом легкоплоскостной анизотропии весьма сложен. Поэтому наиболее энергетически выгодная конфигурация спинов находилась с помощью численных вычислений на ЭВМ.

Выражение для плотности свободной энергии f в безразмерных переменных может быть записано в виде

$$f = \sum_i \{ -\cos(\phi_i - \phi_{i-1}) + j \cos(\phi_i - \phi_{i-2}) - l \cos \phi_i + k_6 \cos [6(\phi_i - \psi)] \}, \quad (41)$$

где ϕ_i — угол между направлением магнитного момента в i -м слое и направлением внешнего магнитного поля, $j = I_2/I_1$, I_1 и I_2 — обменные интегралы, $l = H_0/I_1 M$ и $k_6 = K_6/I_1 M^2$ — перенормированные магнитное поле и константа легкоплоскостной анизотропии, а ψ — угол между направлением **1** и осью **b** в базисной плоскости. Значение $j = (1/4)\cos(2\pi/11)$ было задано так, чтобы в отсутствие анизотропии и магнитного поля реализовывался геликоид с периодом, равным 11 периодам решетки. Это соответствует ситуации в Ду при $T = 105$ К, когда константа легкоплоскостной анизотропии K_6 уже достаточно велика (10^5 эрг/см³ [92]).

С использованием выражения (41) были рассчитаны фазовые диаграммы диспрозия для следующих ориентации магнитного поля H_0 в базисной плоскости: $\psi = 0^\circ$, $2/3^\circ$, 30° (последнее — для $H_0 \parallel \mathbf{a}$, переход от $\psi = 0^\circ$ к 30° эквивалентен изменению знака k_6). На рис. 26 представлены такие диаграммы для $\psi = 2/3^\circ$ (т.е. для небольшого отклонения от оси **b**) при $K_6 > 0$ и для $\psi = 30^\circ$ — при $K_6 < 0$. Видно, что с ростом анизотропии геликоидальная структура подавляется и при значениях $K_6/H_1^0 M \approx 1$ она не реализуется вообще

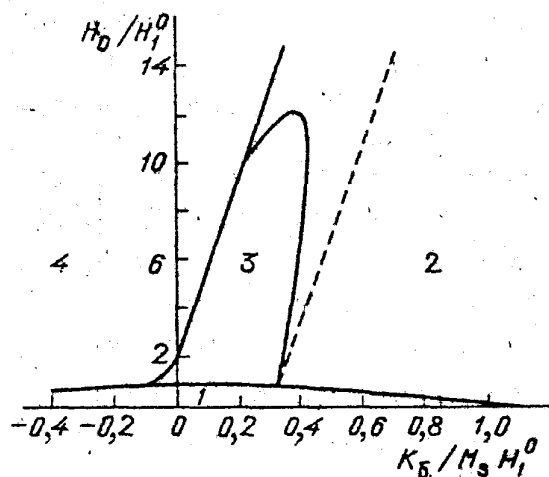


Рис. 26. Расчет фазовой диаграммы Ду для $\psi = 30^\circ$ ($H_0 \parallel \mathbf{a}$) при $K_6 < 0$ и для $\psi = 2/3^\circ$ при $K_6 > 0$. 1 — геликоид, 2 — угловая фаза, 3 — веерная фаза, 4 — коллинеарная фаза. Штрихи — граница веерной и угловой фаз при $\psi = 0^\circ$ ($H_0 \parallel \mathbf{b}$) [66]

(H_1^0 — величина H_1 при $K_6 = 0$, т.е. та, что фигурирует в исходной модели [91]). Коллинеарная ферромагнитная структура реализуется при

$$H_2 = 2,06H_1^0 + (36K_6/M). \quad (42)$$

Оказалось, что граница раздела веерной и угловой фаз крайне чувствительна к разориентации магнитного поля относительно трудной оси ψ . Штрихами на рис. 26 показана эта граница при $\psi = 0^\circ$, все остальные линии раздела фаз при $\psi = 0^\circ$ и $2/3^\circ$ практически совпадают. Из рис. 26 видно, что при $H_0 \parallel \mathbf{b}$ тройная точка фаз геликоидальная—угловая—веерная определяется условием $K_6/H_1^0M \approx 0,3$. Контрольные расчеты для значений j , соответствующих периодам геликоида, равным 18 и 9 периодам решетки, показали, что общая структура фазовых $H_0 - K_6$ -диаграмм сохраняется, причем значения K_6/H_1^0M , отвечающие тройной точке и полному подавлению геликоидальной структуры, различаются менее чем на 10%. Это позволяет предполагать, что сделанные выводы справедливы для любых реальных значений периода геликоида.

Приведенная выше интерпретация полевых зависимостей эффективности ЭМАП использована для построения магнитных фазовых диаграмм Du в магнитном поле, ориентированном вдоль легкой и трудной осей в базисной плоскости. Для установления границ существования различных магнитных состояний внутреннее магнитное поле H_i в образце рассчитывалось с учетом температурного хода намагниченности насыщения и константы легкоплоскостной анизотропии [84].

Рассчитанные в соответствии с (41) и (42), магнитные фазовые диаграммы диспрозия при $H_0 \parallel \mathbf{a}$ и при $H_0 \parallel \mathbf{b}$ также показаны на рис. 24 и 25. В координатах $H_i - T$ граница полидоменной фазы ниже T_1 практически совпадает с осью абсцисс ($H_i \ll 1$ кЭ). Нижняя кривая на рис. 24 при $T_1 < T < T_2$ представляет собой границу существования антиферромагнитной фазы, а верхняя — границу существования веерной ферромагнитной фазы. Верхняя кривая на рис. 25 показывает зависимость $H_2(T)$, вычисленную по формуле (42). На фазовой диаграмме при $H_0 \parallel \mathbf{b}$ (см. рис. 25) показана также граница раздела веерной и угловой ферромагнитной фаз. Эта граница построена по полевым зависимостям, представленным на рис. 23, и соответствует полям и температурам завершения гистерезисных процессов на зависимостях $\eta(H_0)$. Слева от этой границы реализуется угловая фаза, а справа — веерная. Отметим, что согласно приведенной выше оценке тройная точка на фазовой диаграмме антиферромагнитный геликоид—ферромагнитная веерная фаза—ферромагнитная угловая фаза должна реализоваться при $T \approx 90$ К. Экспериментально обнаруженная граница раздела действительно находится вблизи этой температуры.

Приведенные экспериментальные и теоретические зависимости критических магнитных полей хорошо согласуются между собой, что позволяет рассматривать ЭМАП в качестве нового метода определения границ существования различных магнитных состояний в ферромагнетиках.

5. Резонансная генерация поперечного ультразвука в однодоменных ферромагнетиках

Система уравнений взаимодействующих электромагнитных, спиновых и упругих волн (1) — (4) описывает в общем случае генерацию как продольного, так и поперечного ультразвука. Выше мы рассматривали в основном возбуждение продольных упругих волн, хотя с сопоставимой эффективностью процессы смещения доменных границ или спиновая переориентация могут сопровождаться и генерацией поперечного ультразвука. Единственным исключением из этого правила служит магнитоупругая генерация за счет изотропной магнитострикции парапроцесса, когда поперечный ультразвук не возбуждается.

Эффективность возбуждения различных типов упругих волн зависит от ориентации постоянного магнитного поля относительно поверхности металла. В тангенциальном магнитном поле возбуждаются как продольные, так и поперечные упругие волны в нормальном к границе поле H_0 возможны ситуации, когда возбуждается только поперечный ультразвук.

Рассмотрим генерацию поперечного ультразвука в нормальном магнитном поле в гексагональном кристалле, намагниченность M в котором направлена вдоль оси симметрии шестого порядка c . Пусть с этим же направлением совпадает вектор постоянного магнитного поля ($H_0 \parallel c$), а вектор переменного магнитного поля лежит в базисной плоскости и совпадает с осью симметрии второго порядка ($h \parallel a$). В такой геометрии имеет место модуляция постоянного магнитного поля не по величине, а по направлению. Фаза $M \parallel c$ устойчива по отношению к поворотам, когда $H_0 + K/M \geq 0$, K — сумма перенормированных магнитострикцией констант одноосной магнитной анизотропии. Как и раньше, ограничимся здесь рассмотрением лишь магнитоупругого взаимодействия. Задачу о генерации поперечного ультразвука в данной геометрии удобно решать в циклических переменных, поскольку собственными модами колебаний ферромагнетика служат величины типа $Q_{\pm} = Q_x \pm iQ_y$. Линеаризованная система исходных уравнений (1) — (4) в этом случае по-прежнему может быть записана в виде (15), если в ней формально положить $H_0 = 0$, а для величин γ, χ, S и ξ использовать следующие выражения

$$\gamma = \gamma_{44}, \quad \chi = gM/(\omega_{sk} - \omega), \quad S = S_4, \quad \xi = \gamma_{44}^2 M^2 \chi / \rho_M S_4^2, \quad (43)$$

где $\omega_{sk} = \omega_0 + gM\alpha k^2$ — собственная частота неоднородной прецессии намагниченности в ферромагнетике, S_4 — скорость поперечного звука, распространяющегося вдоль гексагональной оси. Право- и левополяризованные колебания одновременно учитываются в системе (15), если в ней и в (43) формально положить $\omega > 0$ для правополяризованных и $\omega < 0$ для левополяризованных волн. В отличие от предыдущих случаев в системе уравнений (15) учтено неоднородное обменное взаимодействие, которое важно при рассмотрении генерации поперечного ультразвука. Наличие неоднородного обменного взаимодействия приводит к дисперсии в спектре спиновых волн и к необходимости учета граничного условия для намагниченности. Как и ранее, дисперсионное уравнение связанных колебаний может быть приведено к виду

(13), в котором, однако, параметр электромагнитно-акустического взаимодействия ϵ следует положить равным нулю.

Для случая генерации поперечного ультразвука в нормальном магнитном поле общее решение системы уравнений (15) для волн, распространяющихся в магнетике, можно записать в виде

$$Q = \sum_{j=1}^3 Q_j \exp(ik_j z), \quad (44)$$

где k_j — корни дисперсионного уравнения (13).

Постоянные Q_j определяются из граничных условий, которые в данном случае выглядят как

$$\begin{aligned} h_0 + h_{Rx} + i \operatorname{sign}(\omega) h_{Ry} &= \sum_{j=1}^3 h_j, \\ -i \operatorname{sign}(\omega)(h_0 - h_{Rx}) + h_{Ry} &= \frac{c\rho}{4\pi} \sum_{j=1}^3 k_j h_j, \\ iC_{44} \sum_{j=1}^3 k_j \mu_j + \gamma_{44} M \sum_{j=1}^3 m_j &= 0, \\ \sum_{j=1}^3 k_j m_j &= 0, \end{aligned} \quad (45)$$

где h_R — волна, отраженная от поверхности. Последнее из условий (45) соответствует отсутствию поверхностной магнитной анизотропии (свободные спины).

Решением задачи об электромагнитном возбуждении поперечного ультразвука служит следующее выражение для смещения u ($u = u_+$ при $\omega > 0$ и $u = u_-$ при $\omega < 0$):

$$\begin{aligned} u &= \frac{2i\gamma_{44} M h_0}{\rho_M \alpha S_4^2 R(k_1, k_2, k_3)} \{ k_1 [k_2(k_A^2 - k_2^2) - k_3(k_A^2 - k_3^2)] \exp(ik_1 z) + \\ &+ \text{циклическая перестановка} \}, \end{aligned} \quad (46)$$

где

$$\begin{aligned} R(k_1, k_2, k_3) &= \{ [(k_A^2 - k_1^2)(k_M^2 - k_1^2) - k_A^2 k_{MA}^2] \times \\ &\times [k_2(k_A^2 - k_2^2) - k_3(k_A^2 - k_3^2)] + \text{циклическая перестановка} \}, \end{aligned} \quad (47)$$

где $k_M^2 = (\omega - \omega_0)/gM\alpha$, $k_{MA}^2 = \xi/\alpha$.

Анализ полученных выражений в общем виде весьма сложен, и его удобно провести для некоторых предельных случаев. Известно, что в рассматриваемой геометрии ($H_0 \perp h$) при совпадении частоты переменного магнитного поля с частотой однородной прецессии намагниченности имеет место ферромагнит-

ный резонанс $\omega = \omega_0$.

Рассмотрим вначале генерацию поперечного ультразвука на частотах, далеких от ферромагнитного резонанса. В этом случае наибольшим из всех волновых векторов задачи является волновой вектор спиновых волн k_M . Приближенные значения корней дисперсионного уравнения (13) вдали от ферромагнитного резонанса имеют вид

$$k_1^2 = \frac{\omega^2}{S_4^2} \times \begin{cases} \frac{\omega - \omega_{s0}}{\omega - \omega_0}, & \beta \gg 1, \\ \frac{\omega - \omega_{s0} - \omega_M}{\omega - \omega_0 - \omega_M}, & \beta \ll 1, \end{cases} \quad (48)$$

$$k_2^2 = \frac{2i}{\delta^2} \times \begin{cases} \frac{\omega - \omega_{s0} - \omega_M}{\omega - \omega_{s0}}, & \beta \gg 1, \\ \frac{\omega - \omega_0 - \omega_M}{\omega - \omega_0}, & \beta \ll 1, \end{cases}$$

$$k_3^2 = (\omega - \omega_0)/gM\alpha;$$

здесь k_1 , k_2 и k_3 отвечают квазиупругой, квазиэлектромагнитной и квазиспиновой волнам соответственно. В хорошо проводящих магнетиках случай $\beta \gg 1$ соответствует частотам $\omega > 10^{10} \text{ с}^{-1}$, а случай $\beta \ll 1$ — частотам $\omega < 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Для амплитуды возбуждаемого правополяризованного поперечного звука u_+ в области наиболее интересных с экспериментальной точки зрения частот ($\omega_0 < \omega < \omega_{s0}$ при $\beta \gg 1$ и $\omega_0 < \omega < \omega_0 + \omega_M$ при $\beta \ll 1$) получаем следующую формулу

$$u_+ = \frac{g\gamma_{44}M^2h_0}{\rho_M S_4^3} \times \begin{cases} \frac{2\omega_M \omega g M \alpha}{(\omega - \omega_0)^{5/2}(\omega_{s0} - \omega)^{1/2}}, & \beta \gg 1, \\ \frac{\delta^2 \omega (\omega_M + \omega_{s0} - \omega)^{1/2}}{(\omega_M + \omega_0 - \omega)^{3/2}}, & \beta \ll 1. \end{cases} \quad (49)$$

В области частот $\omega < \omega_0 < \omega_{s0}$, $\omega_M + \omega_0$ вторая формула в (49) не изменится, а вместо первой имеем

$$u_+ = \frac{2g\gamma_{44}M^2h_0}{\rho_M S_4 \omega} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^{1/2}(\omega_{s0} - \omega)^{1/2}}, \quad \beta \gg 1. \quad (50)$$

Амплитуда левополяризованных волн u_- для любого интервала частот может быть также выражена формулами (49) и (50). В случае $\beta \gg 1$ амплитуда u_- определяется формулой (50), а в случае $\beta \ll 1$ — второй формулой (49), если в них заменить ω на $-\omega$. Отметим, что при $\beta \gg 1$ и $\omega > \omega_0$ в глубь магнетика распространяется правополяризованная волна с волновым числом $k = k_3$, а в остальных случаях — с $k = k_1$. Левополяризованная же волна всегда распространяется с волновым числом $k = k_1$. Колебания с ос-

тальными k быстро затухают вблизи поверхности металла.

Таким образом, из формул (49), (50) видно, что в условиях, когда волновой вектор ультразвука превосходит модуль волнового вектора электромагнитных волн ($\beta \gg 1$), пик амплитуды генерации имеет место на частоте магнитоакустического резонанса $\omega = \omega_{s0} = \omega_0 + \omega_{MA}$ ($\omega_{MA} = g\gamma_{44}^2 M^3 / \rho_M S_4^2$). В этом случае возбуждения в упругой подсистеме не успевают следовать за колебаниями намагниченности, что соответствует концепции "замороженной решетки" [93]. При выполнении обратного соотношения ($\beta \ll 1$) амплитуда ультразвука возрастает на частоте магнитостатического резонанса $\omega = \omega_0 + \omega_M$ ($\omega_M = 4\pi gM$), что соответствует концепции "свободной решетки" [93]. Формулы (49), (50) применимы и в точке спин-переориентационного фазового перехода, когда обращается в нуль частота однородной прецессии намагниченности ω_0 . При этом, однако, анализируя ЭМАП, следует учитывать дисперсию спиновых колебаний. В точке спин-переориентационного фазового перехода также наблюдается возрастание амплитуды возбуждаемого ультразвука.

Рассмотрим теперь генерацию поперечного ультразвука вблизи частоты ферромагнитного резонанса. В этом случае наименьшим из всех рассматриваемых векторов задачи является волновой вектор спиновых волн k_M . Корни дисперсионного уравнения (13) имеют вид

$$k_{1,3}^2 = \pm \frac{\omega}{S_4} \left(\frac{\omega_{MA}}{gM\alpha} \right)^{1/2}, \quad k_2^2 = \frac{2i}{\delta^2} \left(1 + \frac{\omega_M}{\omega_{MA}} \right), \quad \beta \gg 1, \quad (51)$$

$$k_{2,3}^2 = \pm \frac{1+i}{\delta} \left(\frac{\omega_M}{gM\alpha} \right)^{1/2}, \quad k_1^2 = \frac{\omega^2}{S_4^2} \left(1 + \frac{\omega_{MA}}{\omega_M} \right), \quad \beta \ll 1.$$

Амплитуда генерации u_+ выражается формулой

$$u_+ = \frac{\sqrt{2} g^{3/4} \gamma_{44} M^{7/4} h_0}{\rho_M \omega^{3/2} \omega_{MA}^{3/4} \alpha^{1/4} S_4^{1/2}}, \quad \beta \gg 1, \quad (52)$$

$$u_+ = \frac{g\gamma_{44} M^2 h_0 \omega \delta^2}{\rho_M S_4^3 \omega_M} (1 + \omega_{MA}/\omega_M)^{1/2}, \quad \beta \ll 1,$$

Из сопоставления результатов (49), (50) и (52) следует, что на частоте ферромагнитного резонанса амплитуда генерации поперечного ультразвука существенно возрастает.

Проведенный в настоящем разделе анализ позволяет сформулировать приближения, в которых при исследовании процессов ЭМАП в ферромагнетиках можно пренебречь неоднородным обменным взаимодействием в выражении для свободной энергии (9), а тем самым и в спектре квазиспиновых волн и в скорости квазиупругих колебаний. В случае $\beta \gg 1$ данное приближение записывается как: $\omega \ll \omega_0$, а в случае $\beta \ll 1$ — как: $\omega \ll \omega_0 + \omega_M$, что соответствует частотам, далеким от ферромагнитного и магнитостатического

резонансов. В этих приближениях вторая формула в (49) и формула (50) совпадают с формулой (23), если в ней использовать следующие выражения для восприимчивости $\chi = gM/\omega_{s0}$ и параметра магнитоупругой связи $\xi = \omega_{MA}/\omega_{s0}$, а эффективность ЭМАП η определяется формулой (24).

Электромагнитное возбуждение поперечного ультразвука в нормальном к границе металла магнитном поле исследовано на монокристаллах никеля [48 — 50, 55, 59, 87]. Полевые зависимости эффективности возбуждения поперечного ультразвука в никеле для различных ориентации постоянного и переменного магнитных полей относительно кристаллографических осей показаны на рис. 11, 27. Во всех случаях постоянное магнитное поле было ориентировано под углом к направлению спонтанной намагниченности, что приводило к поворотам намагниченности к направлению поля H_0 . Из сопоставления рис. 12 и 27 видно, что при тех значениях магнитных полей, где эффективность возбуждения продольного ультразвука резко падает, наблюдается увеличение эффективности генерации поперечного ультразвука. Эти экспериментальные результаты полностью согласуются с формулами (35) и (49) при $\beta \ll 1$.

Заключительные замечания

Как отмечалось выше, за преобразование электромагнитных и акустических волн в проводящих средах ответственны различные физические взаимодействия — индукционное, деформационное, инерционное, термоупругое и магнитоупругое. Каждое из них по-разному проявляется в различных материалах и в различных экспериментальных условиях. Так, даже простейшее из них — индукционное — может существенно измениться, если учесть нормальный и аномальный эффекты Холла в ферромагнетиках (см. формулу (6)). Мы сделали акцент здесь на магнитоупругом взаимодействии в ферромагнитных металлах и, как оказалось, его проявления в электромагнитном возбуждении ультразвука достаточно многообразны. Практически, любой процесс, обуславливающий намагничивание вещества, проявляется и, иногда самым неожиданным образом, в генерации ультразвука.

Рассмотрение электромагнитного возбуждения ультразвука в ферромагнитных металлах следовало бы дополнить анализом особенностей этого явления в металлах с другими типами магнитного упорядочения и в ферродо-электриках. Такой анализ, однако, потребовал бы существенного увеличения

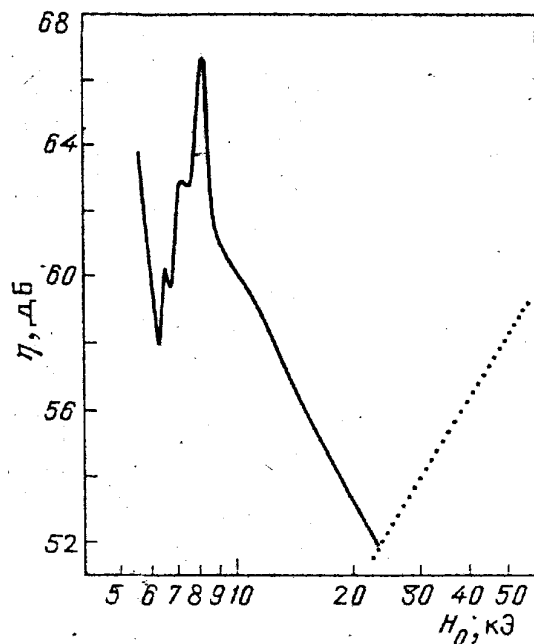


Рис. 27. Полевая зависимость эффективности возбуждения поперечного ультразвука в монокристалле никеля при $\omega/2\pi = 15$ МГц, $T = 293$ К, $H_0 \parallel q \parallel [110]$, $h \parallel [1\bar{1}0]$ [55]

объема данной работы, и поэтому мы отметим лишь основные отличия в проявлениях ЭМАП в указанных магнетиках. Собственно, ЭМАП в ферродиелектриках в смысле изучения распространяющихся упругих волн в магнито-стрикторах требует особого методологического подхода. Такие вещества, напротив, используются для генерации ультразвука вовне, поскольку преобразование электромагнитных и акустических волн в них происходит во всем объеме. Для возбуждения упругих волн в ферродиелектриках можно использовать прием, применяемый при изучении ЭМАП в полупроводниковых [94] и сверхпроводящих [95] материалах. Он заключается в напылении на поверхность изучаемого вещества металлической пленки с толщиной, равной глубине проникновения электромагнитного поля в металл. Что же касается антиферромагнитных металлов, то, как правило, в области установления в них магнитного упорядочения (точка Нееля) интенсивной генерации ультразвука не происходит, однако наблюдение ЭМАП возможно при спиновой переориентации.

Основные положения теории магнитоупругого механизма ЭМАП проиллюстрированы здесь на примере достаточно хорошо исследованных $3d$ - и $4f$ -магнетиков. Такой подход естественен, когда фактически происходит формирование нового метода изучения магнитных и магнитоупругих характеристик магнитоупорядоченных сред, хотя уже и на этом этапе он позволил уточнить ряд важных параметров исследованных веществ. Из проведенного анализа видно, что для получения количественных результатов исследования ЭМАП следует дополнять измерениями электрических, магнитных и упругих свойств веществ. При выполнении такой комплексной программы возможно определение констант магнитной анизотропии, однородного и неоднородного обменного взаимодействия, постоянных обменной и релятивистской магнито-стрикций, установление границ существования различных магнитных состояний в магнетиках (H_0 — T -диаграммы).

Авторы полагают, что явление электромагнитного возбуждения ультразвука в магнитоупорядоченных средах с успехом может быть использовано для изучения многочисленных синтезированных в последнее время соединений с разнообразными магнитными структурами.

В заключение мы выражаем благодарность А.В. Андрианову, Ю.П. Гайдукову и В.Г. Шаврову за полезные обсуждения и М.И. Каганову заряд ценных замечаний по рукописи статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Канторович В.М., Глуцук А.М.//ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 1195.
2. Канторович В.М., Тищенко Н.А.//Изв. вузов. Сер. "Радиофизика". 1963. Т. 6. С. 24.
3. Канторович В.М.// ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 2116.
4. Каганов М.И., Фикс В.Б.//ФММ. 1965. Т. 19. С. 489.
5. Каганов М.И., Фикс В.Б., Шикина Н.И.//ФММ. 1968. Т. 26. С. 11.
6. Каганов М.И., Фикс В.Б.// ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1461.
7. Гантмахер В.Ф., Долгополов В.Т.// ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 132.
8. Долгополов В.Т.// ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1545.
9. Канер Э.А., Фалько В.Л., Сальникова Л.П.//ФНТ. 1986. Т. 12. С. 831.
10. Kaner E.A., Falko V.L.// Sol. State Commun. 1980. V. 35. P. 353.
- [11] Gaerttner M.R., Wallace W.D., Maxfield B.W.//Phys. Rev. 1969. V. 184. P. 702.
12. Chimenti D.K., Kukkonen C.A., Maxfield B.W.// Ibidem. B. 1974. V. 10. P. 3228.
13. Banik N.C., Overhauser A.W.// Ibidem. 1977. V. 16. P. 3379.
14. Banik N.C., Overhauser A.W.// Ibidem. 1978. V. 18. P. 3838.
15. Lacueva G., Overhauser A.W.// Ibidem. 1994. V. 30. P. 5525.
16. Ram Mohan L.R., Kartheuser E., Rodriguez S.// Ibidem. 1979. V. 20. P. 3233.
17. Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan L.R., Rodriguez S.// Ibidem. 1982. V. 25. P. 7141.

18. Feyder G., Kartheuser E., Ram Mohan L.R., Rodriguez S.// Ibidem. 1983. V. 27. P. 3213.
19. Feyder G., Kartheuser E., Rom Mohan Z.R., Rodriguez S.//Ibidem. P. 7107.
20. Gopalan S., Feyder G., Rodriguez S.// Ibidem. V. 28. P. 7323.
- [21] Kartheuser E., Rodriguez S.//Ibidem. 1986. V. 33. P. 772.
22. Rodriguez S., Kartheuser E., Ram Mohan L.R.// A d v . Phys. 1986, V. 35. P. 423.
23. Гайдуков Ю.П., Перов А.П.// Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 666.
24. Гайдуков Ю.П., Перов А.П.// Ibidem. 1969. Т. 9. С. 585.
25. Гайдуков Ю.П., Перов А.П.// Акуст. ж. 1971. Т. 17. С. 314.
26. Кравченко В.Я.//ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 1494.
27. Власов К.Б., Кулеев В.Г. Розенфельд Е.В.// ФММ. 1973. Т. 35. С. 5.
28. Власов К.Б., Кулеев В.Г.// ФММ. 1968. Т. 25. С. 15.
29. Власов К.Б., Кулеев В.Г.// ФТТ. 1967, Т. 9. С. 3022.
30. Quinn J.J.// Phys. Lett. A. 1967. V. 25. P. 522.
- [31] Quinn J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31. P. 1701.
32. Quinn J.J.// Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. P. 817.
33. Alig R.C.// Phys. Rev. 1969. V. 178. P. 1056.
34. Southgate P.D.// J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 22.
35. Beijemann A.G., Bohm H.V., Meredith D.J., Dobbs E.R.// Phys. Lett. A. 1967. V. 25. P. 753.
36. Meredith D.J., Watts-Tobin R.J., Dobbs E.R.// J. Acoust. Soc. Am. 1968. V. 45. P. 1393.
37. Dobbs E.R., Thomas R.L., Hsu D.// Phys. Lett. A. 1969. V. 30. P. 338.
38. Dobbs E.R.// J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31, P. 1657.
39. Wallase W.D.// I n t e r n . J. Noo-destruct. Test (NDT). 1971. V. 2. P. 309.
40. Dobbs E.R.// Physikal Accuses. — New York: Academic Press, 1973. — V. 10. P. 127.
- [41] Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П.// УФН. 1983. Т. 141. С. 431.
42. Каганов М.И.// ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 1828.
43. Гуревич В.Л., Лонг И.Г., Павлов С.Т.//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1679.
44. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. — М.: Наука, 1987.
45. Буденков Г.А., Гуревич С.Ю., Маскаев А.Ф.// Физические методы испытания материалов. — Челябинск: УПИ, 1980. — С. 11.
46. Буденков Г.А., Маскаев А.Ф.// Дефектоскопия. 1972. №5. С. 83.
47. Буденков Г.А., Маскаев А.Ф.// Дефектоскопия. 1973. № 1. С. 109.
48. Гитис М.Б.// ФТТ. 1972. Т. 14. С. 3563.
49. Дроботько В.Ф., Набережных В.П.//ФНТ. 1976. Т. 2, С. 872.
50. Дроботько В.Ф., Набережных В.П.// ФНТ. 1980. Т. 6. С. 72.
- [51] Ильясов Р.С., Комаров В.А.// Дефектоосопия. 1982. № 12. С. 34.
52. Ильясов Р.С., Комаров В.А.// Дефектоскопия. 1983. № 11. С. 53.
53. Povey M.J.W., Dobbs E.R., Meredith D.J.// J. Phys. F. 1973. V. 3. P. L234.
54. Povey M.J.W., Dobbs E.R., Meredith D.J.// Ibidem. 1980 V. 10. P. 2555.
55. Povey M.J.W., Meredith D.J., Dobbs E.R.// Ibidem. P. 2041.
56. Privorotskii I.A., Deixne A.B., Alexandrakis G.C.// J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 7732.
57. Alexandrakis G.C., Devine A.B.//Sol. State Commun. 1982. V. 41. P. 781.
58. Gordon R.A.// J. Appl. Phys. 1979. V. 52. P. 4729.
59. Hanabusa M., Kushida T., Murphy J.C.//Ibidem. 1973. V. 44. P. 5106.
60. Gorodetsky G., Luthi B., Moran T.J., Mullen M.E.// I b i d e m . 1972. V. 43. P. 1234.
- [61] Андрианов А.В., Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Ильясов Р.С.//ФММ. 1987. Т. 64. С. 1036.
62. Андрианов А.В., Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Ильясов Р.С.//ФММ. 1989. Т. 67. С. 708.
63. Андрианов А.В., Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П. и др.// Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 571.
64. Андрианов А.В., Бучельников В.Д., Васильев А.Н. и др.// ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 277.
65. Андрианов А.В., Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П. и др.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 621.
66. Андрианов А.В., Бучельников В.Д., Васильев А.Н. и др.// ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 1674.
67. Andrianov A.V., Gaidukov Yu.P., Vasifev A.N., Fawcett E.// J. Magn. and Magn. Mater. 1991. V. 97. P. 246.
68. Thompson R.B.//IEEE Ultrasonics Symp. Proc. 1976. P. 585.
69. Thompson R.B.//I b i d e m . 1977. P. 74.
70. Thompson R.B.// IEEE Trans. Son. and Ultrason. 1978, V. 25. P. 7.
- [71] Frost H.M.// Physical Acoustics. — New York: Academic Press, 1979. — V. 14. P. 179.
72. Буденков Г.А., Гуревич С.Ю., Маскаев А.Ф.// Дефектоскопия. 1981. № 5. С. 5.
73. Шкарлет Ю.М. Бесконтактные методы ультразвукового контроля. — М.: Машиностроение, 1974.
74. Комаров В.А. Квазистационарное электромагнитно-акустическое преобразование в металлах. — Свердловск, УНЦ АН СССР, 1986.

75. Барьяхтар В.Г., Гришин А.М., Дроботько В.Ф.//ФНТ. 1981. Т. 7. С. 1486.
76. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. — М.: Наука, 1967.
77. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. — М.: Наука, 1979.
78. Alpher R.A., Rubin R.J.// J. Acoust Soc. Am. 1954. V. 26. P. 452.
79. Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П.// ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 2234.
80. Васильев А.Н., Гайдуков Ю.П., Каганов М.И. и др. //ФНТ. 1989. Т. 15. С. 160.
- [81] Parkinson G.J., Wilson D.W.//Brit. J. NOT. 1977. V. 7. P. 178.
82. Туров Е.А., Луговой А.А.//ФММ. 1980, Т. 50, С. 903.
83. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
84. Белов К.П., Белянчикова М.А., Левитин Р.З., Никитин С.А. Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики. — М.: Наука, 1965.
85. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. — М.: Наука, 1979.
86. Васильев А.Н., Кокорин В.В., Савченко Ю.И. и др.// ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 1437.
87. Packer E.E., Maxfield B.W.// IEEE Ultrasonic Symp. Proc. 1974. P. 526.
88. Herz R., Kronmuller H.// J Magn. and Magn. Mater. 1978. V. 9. P. 273.
89. Akhavan M., Blackstead H.A., Donoho P.L.// Phys. Rev. B. 1973. V. 8. P. 4258.
90. Isci C., Palmer S.B.// J Phys. F. 1978. V. 8. P. 247.
- [91] Enz U.// Physica. 1960. V. 26. P. 698.
92. Martin D.J., Rhune J.J.// J. Phys. C; 1977. V. 10. P. 4123.
93. Туров Е.А., Шаевров В.Г.//УФН. 1983. Т. 140. С. 429.
94. Vasil'ev A.N., Nikiforov V.N., Malinski I.M. et al.// Semicond. Sci. and Technol. 1990. V. 5. P. 1105.
95. Müller V., Hucho C., Maurer D.//Ferroelectrics. 1992.

Статья поступила 18.10.91 г.