



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, Магнитоупругие волны в геликоидальных магнетиках, *Физика твердого тела*, 1988, том 30, выпуск 4, 1167–1170

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

19 марта 2025 г., 18:16:06



УДК 538.221

МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

В. Д. Бучельников, В. Г. Шагров

Теоретически исследуются связанные магнитоупругие волны в редкоземельных магнитных металлах в ферромагнитной фазе. Показано, что вблизи ориентационного фазового перехода ферромагнетик—ферромагнитная спираль спектр магнитоупругих волн существенно отличается от спектра магнитоупругих волн в обычных ферромагнетиках вблизи ориентационных фазовых переходов ферромагнетик—ферромагнетик. Получено, что скорость звука в редкоземельных магнетиках стремится к нулю при конечном значении волнового числа, а не при значении, равном нулю, как в обычных ферромагнетиках, не имеющих геликоидальной фазы.

Известно, что в редкоземельных металлах существуют геликоидальные спиральные структуры [1]. Причиной возникновения таких структур является конкуренция положительных и отрицательных обменных взаимодействий между соседними и следующими за ними атомами в магнитном кристалле. Если волновой вектор спирали мал по сравнению с векторами обратной решетки кристалла, то при описании свойств геликоидальных магнетиков можно исходить из феноменологического подхода. В этом случае взаимодействие со следующими за соседними атомами учитывается путем сохранения в записи неоднородной обменной энергии инвариантов от более высоких степеней производных намагниченности [1]. Все сказанное выше относится к кристаллам с центром инверсии, каковыми являются и редкоземельные металлы. В магнетиках без центра инверсии геликоидальное упорядочение может быть обусловлено линейными по производным намагниченности инвариантами (инвариантами Лифшица) [1, 2].

Наличие геликоидальной упорядоченности у магнетиков должно привести к тому, что законы дисперсии спиновых и магнитоупругих (МУ) волн в них будут обладать специфическими чертами. Спектр спиновых волн в спиральных магнетиках с инвариантами Лифшица исследовался в [3], а в магнетиках с центром инверсии — в [4]. МУ волны в кристаллах без центра инверсии в ферромагнитной фазе изучены в [5].

В данной работе рассмотрены связанные МУ волны в редкоземельных магнетиках гексагональной структуры в ферромагнитной фазе. Исследованию МУ волн в спиральной фазе таких кристаллов будет посвящено отдельное сообщение.

Плотность энергии магнетика запишем в виде

$$F = \frac{1}{2} \alpha_{ij} \frac{\partial M}{\partial x_i} \frac{\partial M}{\partial x_j} + \frac{1}{2} \gamma_{ij} \frac{\partial^2 M}{\partial x_i^2} \frac{\partial^2 M}{\partial x_j^2} - \beta_1 M_x^2 - \beta_2 M_y^2 + \frac{1}{2} \beta_3 [(M_x + iM_y)^6 + (M_x - iM_y)^6] - \mathbf{M}\mathbf{H} + b_{ijkl} M_i M_j u_{kl} + c_{ijkl} u_{ij} u_{kl}. \quad (1)$$

Здесь α , γ ; β , b , c — постоянные, ответственные за неоднородность обмена, анизотропии, магнитоупругости и упругости; \hat{u} — тензор деформаций; \mathbf{M} — намагниченность; \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, которое направлено

вдоль гексагональной оси Z . Для простоты в (1) пренебрегается слагаемым, обусловленным диполь-дипольным взаимодействием.

В магнетике с плотностью энергии (1) могут осуществляться два состояния: ферромагнитное и геликоидальное. В редкоземельных металлах в нулевом магнитном поле геликоидальное упорядочение возникает только вдоль гексагональной оси (волновой вектор спирали направляет вдоль оси Z). Такая структура возможна, если в энергии (1) $\alpha_1 = \alpha_{xx} = \alpha_{yy} > 0$, $\alpha_2 = \alpha_{zz} < 0$, а $\gamma_1 = \gamma_{xx} = \gamma_{yy} > 0$ и $\gamma_2 = \gamma_{zz} > 0$. При отличном от нуля магнитном поле вдоль оси Z реализуется ферромагнитная спираль с намагниченностью вдоль этой же оси. В поле, большем некоторого критического, геликоидальное упорядочение сменяется ферромагнитным состоянием. В настоящей работе ограничимся исследованием МУ волн в области существования ферромагнитной фазы.

Равновесные намагниченность и тензор деформаций в этой фазе выражаются формулами

$$\begin{aligned} M_z^{(0)} &= M_0, \quad M_x^{(0)} = M_y^{(0)} = 0, \\ u_{ij}^{(0)} &= 0, \quad i \neq j, \quad u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = \frac{M_0^2}{\Delta} [c_{13} (b_{33} - b_{31}) - c_{12} (b_{13} - b_{12})], \\ u_{zz}^{(0)} &= \frac{M_0^2}{\Delta} [2c_{13} (b_{13} - b_{12}) - (c_{11} + c_{12}) (b_{33} - b_{31})], \\ \Delta &= c_{33} (c_{11} + c_{12}) - 2c_{13}^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Фаза (2) устойчива, если внешнее магнитное поле удовлетворяет неравенству

$$H \geq -2(\tilde{\beta}_1 + 2\tilde{\beta}_2 M_0^2) M_0, \quad (3)$$

где $\tilde{\beta}_1, \tilde{\beta}_2$ — перенормированные магнитоотрицательные константы анизотропии.

Рассмотрим малые колебания M и u_{ij} вблизи положения равновесия (2)

$$M, u_{ij} = M^{(0)}, u_{ij}^{(0)} + m, u_{ij} e^{-i(\omega t - \mathbf{k}r)}, \quad (4)$$

где $M^{(0)}, u_{ij}^{(0)} \gg m, u_{ij}$; \mathbf{k} — волновой вектор МУ волн. Из системы уравнений движения намагниченности Ландау—Лифшица и уравнений теории упругости находим дисперсионное уравнение для связанных МУ волн. В случае распространения волн вдоль оси Z ($\mathbf{k} \parallel Z$) это уравнение имеет вид

$$(\omega^2 - \omega_i^2) [(\omega^2 - \omega_f^2) (\omega \pm \omega_s) \pm \zeta \omega_f^2 \omega_s] = 0. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\left. \begin{aligned} \omega_s &= \omega_{sk} + \omega_{me}, \\ \omega_{sk} &= gM_0 (2\tilde{\beta}_1 + 4\tilde{\beta}_2 M_0^2 + H/M_0 + \alpha_2 k^2 + \gamma_2 k^4), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_{me} &= g b_{44}^2 M_0^2 / c_{44}, \quad \omega_f = s_f k = (c_{44}/\rho)^{1/2} k, \quad \omega_l = s_l k = (c_{33}/\rho)^{1/2} k, \\ \zeta &= \omega_{me} / \omega_s. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Знак $+$ в (5) соответствует правополяризованным, а знак $-$ — левополяризованным поперечным МУ волнам. Частота ω_{sk} (6) определяет закон дисперсии спиновых волн в отсутствие МУ связи. Поскольку $\alpha_2 < 0$, то кривая зависимости $\omega_{sk}(\mathbf{k})$ имеет минимум не при $k=0$ (как это имеет место в обычных ферромагнетиках), а в точке $k_0 = (-\alpha_2/2\gamma_2)^{1/2}$, соответствующей минимальной возможной частоте спиновых волн

$$\omega_{\min} = gM_0 (2\tilde{\beta}_1 + 4\tilde{\beta}_2 M_0^2 + H/M_0 - \alpha_2^2/4\gamma_2). \quad (8)$$

Отсюда видно, что к условию устойчивости ферромагнитной фазы (3) необходимо добавить еще одно, которое следует из требования положительности ω_{\min} . Это дополнительное условие имеет вид

$$H \geq -2\tilde{\beta}_1 M_0 - 4\tilde{\beta}_2 M_0^2 + \alpha_2^2 M_0 / 4\gamma_2. \quad (9)$$

Знак равенства в (9) определяет линию фазового перехода ферромагнетик—ферромагнитная спираль на диаграмме H, T . Вблизи указанного перехода со стороны ферромагнитной фазы, согласно (5)—(7), взаимодействие поперечных звуковых и спиновых волн является наиболее сильным. Продольный звук в данной фазе не взаимодействует со спиновыми колебаниями. В отличие от обычных ферромагнетиков [6] в редкоземельных магнетиках вблизи фазового перехода (9) взаимодействие упругих и спиновых волн будет значительным не в точке $k=0$, а в точках k_1 и k_2 , являющихся точками пересечения не взаимодействующих частот ω_k и ω_t (рис. 1). В дальнейшем рассмотрим только точку k_1 , так как точка k_2 соответствует очень большим частотам звуковых волн. Исследуем также наиболее интересный случай, когда $k_1 < k_0$. Вблизи фазового перехода (9) точка k_1 лежит всегда левее точки k_0 .

Решение дисперсионного уравнения (5) имеет различный вид в случаях, когда $\omega_t < \omega_s$ и $\omega_t > \omega_s$. Зависимость частот МУ волн от волнового числа вдали от фазового перехода представ-

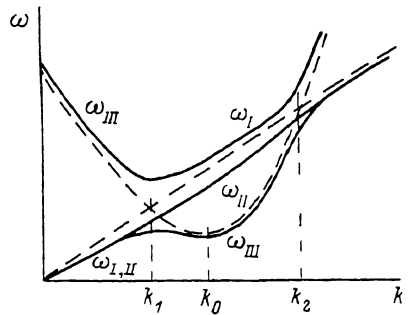


Рис. 1. Спектр МУ волн вдали от точки фазового перехода.

Штриховыми кривыми обозначены не взаимодействующие ветви колебаний.

лена на рис. 1, а в точке перехода — на рис. 2. Из рисунков видно, что во всех случаях происходит существенное изменение спектра спиновых и упругих колебаний вблизи k_1 . Приближенные решения уравнения (5) определяются формулами. При $\omega_t < \omega_s$

$$\left. \begin{aligned} \omega_{I, II} &= \frac{\omega_t}{2\omega_s} \left[\sqrt{\omega_t^2 + 4\omega_s^2(1-\zeta)} \pm \omega_t \right], \\ \omega_{III} &= \omega_s + \omega_t^2 \zeta / \omega_s, \\ \omega_{IV} &= \omega_t. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В случае $\omega_t > \omega_s$

$$\left. \begin{aligned} \omega_{I, II} &= \omega_t (1 \mp \zeta \omega_s / \omega_t)^{1/2}, \\ \omega_{III} &= \omega_s (1 - \zeta), \quad \omega_{IV} = \omega_t. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Первые две частоты соответствуют поперечным квазифонанам, а третья — квазимагнонам. Для примера проанализируем случай, когда $\omega_t(k_0) < \omega_{me}$ (рис. 2, а). В точке фазового перехода частоту ω_s можно записать как

$$\omega_s = gM_0\gamma_2[(k^2 - k_0^2)^2 + \omega_{me}]. \quad (12)$$

В области малых волновых чисел $k \ll k_0$ закон дисперсии квазифонов линейный, но скорость звуковых волн уменьшается (считаем, что $\omega_{me} \gg \gg gM_0\gamma_2(k^2 - k_0^2)^2$ вплоть до $k = k_0$)

$$\omega_{I, II} = s_{I, II} k, \quad s_{I, II} = s_t k_0^2 \sqrt{gM_0\gamma_2 / \omega_{me}}. \quad (13)$$

В случае $k \sim k_0$ закон дисперсии квазифонов квадратично зависит от k и скорость левополяризованных поперечных волн обращается в нуль при $k = k_0$

$$\omega_I = \omega_t^2 / \omega_{me}, \quad s_I = s_t^2 k / \omega_{me}, \quad (14)$$

$$\omega_{II} = 4gM_0\gamma_2\omega_{me}k_0^2(k - k_0)^2, \quad s_{II} = 4gM_0\gamma_2\omega_{me}k_0(k - k_0)^2. \quad (15)$$

Таким образом, спектр связанных МУ волн в магнетиках, имеющих геликоидальную фазу, даже в области существования ферромагнитной фазы значительно отличается от спектра МУ волн в обычных

ферромагнетиках [6]. Специфический вид спектра должен сказаться и на различных динамических, термодинамических и кинетических свойствах рассмотренных веществ.

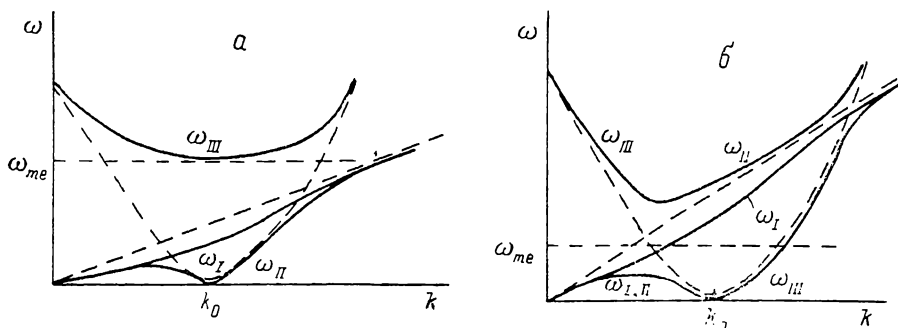


Рис. 2. Спектр МУ волн в точке перехода.

$a - \omega_f(k_0) < \omega_{me}$ $b - \omega_f(k_0) > \omega_{me}$

Отметим, что спектр МУ волн вблизи фазового перехода в редкоземельных магнетиках аналогичен спектру элементарных возбуждений в жидком гелии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ивюмов Ю. А. УФН, 1984, т. 144, № 3, с. 439—474.
- [2] Дзялошинский И. Е. ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 3, с. 992—1001.
- [3] Барьяхтар В. Г., Стефановский Е. П. ФТТ, 1969, т. 11, № 7, с. 1946—1952.
- [4] Ивюмов Ю. А., Лаптев В. М. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 1, с. 165—179.
- [5] Цирко Ю. А. ФТТ, 1968, т. 10, № 12, с. 3527—3534.
- [6] Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шаеров В. Г. ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 2, с. 816—823.

Челябинский
государственный университет
Челябинск

Поступило в Редакцию
9 декабря 1987 г.