

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2+535.4

АНОМАЛЬНОЕ УМЕНЬШЕНИЕ СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНОЙ
МАГНИТОУПРУГОЙ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ВБЛИЗИ
МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

© 1996 г. В. Д. Бучельников*, И. В. Бычков**, В. Г. Шавров***

*Челябинский государственный университет
454136 Челябинск, ул. бр. Кашириных, 129

**РФЯЦ ВНИИ Технической физики
454070 Снежинск, аля 245

***Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва

Поступила в редакцию 16.08.95 г.

В магнитоупорядоченных веществах учет магнитоупругого (МУ) взаимодействия приводит к эффекту появления МУ щели в спектре спиновых волн и к уменьшению скорости распространения поперечных магнитоупругих волн в точке ориентационных фазовых переходов (ОФП) [1].

В частности, скорость поперечных МУ волн в точке ОФП в пределе $|k| \rightarrow 0$ (k – волновой вектор) обращается в ноль [1]. В эксперименте обнаружено уменьшение скорости поперечного звука до 50% при приближении к ОФП [2].

В работе [3], посвященной теоретическому исследованию аномального уменьшения скорости продольных МУ волн в ферромагнетике в области магнитного фазового перехода первого рода (точка Кюри) получено условие, при выполнении которого скорость продольного звука в изотропном ферромагнетике стремится к нулю:

$$2\mu b_0 = \lambda b_1, \quad (1)$$

где λ, μ – коэффициенты Ламэ, b_0, b_1 – постоянные магнитоупругости.

Соотношение (1) получено в предположении, что волны распространяются в направлении $X \parallel M \parallel H$, где M – намагниченность ферромагнетика, H – постоянное магнитное поле.

Данная работа посвящена определению других направлений распространения волн в ферромагнетике в области точки Кюри, при которых также происходит уменьшение скорости продольной МУ волны до нуля.

При решении задачи исходим из полной системы уравнений: движения упругой среды и намагниченности для ферромагнетика, изотропного по упругим и МУ свойствам, находящегося в магнитном поле $H \parallel M$. Выражение для плотности энергии ферромагнетика возьмем из работы [3]. Будем здесь также придерживаться обозначений и приближений этой же работы.

Из системы уравнений движения ферромагнетика для волн, распространяющихся в плоскости (x, y) , с компонентами волнового вектора $k_x = k \cos \theta, k_y = k \sin \theta$, где θ – угол между k и M , получаем дисперсионное уравнение связанных колебаний:

$$\begin{aligned} & \omega \{ (\omega^2 - \omega_i^2)(\omega + i\tilde{\lambda}\omega_3) + i\tilde{\lambda}\omega_{met}\omega_{ix}^2 \} \{ \Omega_2^2(\Omega_1^2\omega_p + \\ & + i\lambda_2\omega_{me}\omega_{ix}^2) - (\omega_{ix}^2 - \omega_{tx}^2)[(\Omega_3^2\omega_p + i\lambda_2\omega_{my}\omega_{ty}^2)] \} + \\ & + i \{ \omega(\omega^2 - \omega_i^2)\tilde{\lambda} + i(1 + \tilde{\lambda}^2)(\omega_3(\omega^2 - \omega_i^2) + \\ & + \omega_{met}\omega_{ix}^2) \} \{ (\omega_{met}\omega_{ix}^2 + \omega_2\Omega_2^2)(\Omega_1^2\omega_p + i\lambda_2\omega_{me}\omega_{ix}^2) - \\ & - (\omega_2\Omega_4^2 - \omega_{met}\omega_{ix}^2)(\Omega_3^2\omega_p - i\lambda_2\omega_{my}\omega_{ty}^2) - \\ & - \omega_{met}\omega_{ty}^2(\Omega_2^2 + \Omega_4^2)\omega_p \} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где введены обозначения:

$$\omega_p = \omega + i\lambda_2\omega_{1k}, \quad \omega_{ix} = \omega_i \cos \theta, \quad \tilde{\lambda} = \lambda_1 + \lambda_2,$$

$$\omega_{ix} = \omega_i \cos \theta, \quad \omega_{iy} = \omega_i \sin \theta, \quad \omega_{ty} = \omega_i \sin \theta,$$

$$\Omega_{2,1}^2 = \omega^2 - \omega_{ly,x}^2 - \omega_{tx,y}^2, \quad \Omega_3^2 = \omega_{ly}^2 - \omega_{ty}^2,$$

$$\Omega_4^2 = \omega_{lx}^2 - \omega_{tx}^2, \quad \omega_{my} = gM^3 b_0 (b_1 + b_0) / \mu,$$

$$\omega_2 = gM[\beta_2 - \beta_1 + H/M + \alpha k^2] + \omega_{met},$$

$$\omega_{met} = gM^3 b_1^2 / 4\mu,$$

$$\omega_3 = gM[\beta_3 - \beta_1 + H/M + \alpha k^2] + \omega_{met},$$

$$\omega_{me} = gM^3 (b_0 + b_1)^2 / (\lambda + 2\mu),$$

$$\omega_{1k} = gM(\alpha k^2 + A + \beta_1 + 3\bar{V}M^2 + 5CM^4) + \omega_{me1},$$

$$\omega_{me1} = gM^3 [\mu(b_0 + b_1)^2 + 2\mu b_0^2 + \lambda b_1^2] / \mu(3\lambda + 2\mu),$$

где λ_1 и λ_2 – параметры релаксации в магнитной подсистеме.

Анализируя дисперсионное уравнение в области точки Кюри при $H = 0$ в длинноволновом приближении и учитывая, что в точке Кюри $\omega_1 \rightarrow \omega_{me1}$, а $\beta_i, b_1 \rightarrow 0$ [4] и $\omega_{2,3} \rightarrow 0$, то получим, что скорость продольного звука будет зануляться при угле θ_0 , определяемом из условия

$$\operatorname{tg}^2 \theta_0 = -\frac{1}{2\omega_{me1}} \left(2\omega_{me1} + \omega_{my} - \frac{S_l^2}{S_t^2} \omega_{me} - \frac{S_t^2}{S_l^2} \omega_{my} \right). \quad (3)$$

Это же выражение, записанное через константы магнитоупругости и коэффициенты Ламэ, имеет вид

$$\operatorname{tg}^2 \theta_0 = \frac{3\lambda + 2\mu (b_0 + b_1)(\lambda b_1 + 2\mu(b_0 + b_1))}{2(\lambda + 2\mu) \mu(b_0 + b_1)^2 + 2\mu b_0^2 + \lambda b_1^2} - 1. \quad (4)$$

Отсюда видно, что константы магнитоупругости и упругости ферромагнетика должны быть такими, чтобы выполнялось условие $\operatorname{tg}^2 \theta_0 > 0$. Последнее условие может выполняться не для

всех ферромагнетиков. Однако исследование показывает, что, например, в случае, когда модуль упругости ферромагнетика μ мал, данное условие заведомо выполняется. При определении угла θ_0 для конкретного кристалла нужно соответственно решать задачу, учитывая конкретную симметрию свойств кристалла и экспериментальные значения магнитоупругих и упругих характеристик ферромагнетика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
2. Ожогин В.И., Преображенский В.Н. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // УФН. 1988. Т. 150. № 4. С. 593–621.
3. Buchelnikov V.D., Shavrov V.G. Anomalous decrease of longitudinal sound velocity near magnetic phase transition in magnets // JMMM. 1995. V. 140–144. P. 1587–1589.
4. Белов К.П., Белянчикова М.А., Левитин Р.З. и др. Ферро- и ферримагнетики. М.: Наука, 1965.