

## Трехфононные связанные возбуждения в антиферромагнетике

В. Л. Преображенский<sup>+</sup>, В. В. Руденко<sup>+\*</sup>, Ф. Перно<sup>1)</sup>\*, В. И. Ожогин<sup>△</sup><sup>+</sup> Joint European Laboratory LEMAC: Institut d'Electronique, de Micro-électronique et de Nanotechnologie (IEMN-DOAE-UMR CNRS 8520), Ecole Centrale de Lille, Villeneuve d'Ascq, France; Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия<sup>\*</sup> Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина<sup>△</sup> Научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2007 г.

После переработки 17 июля 2007 г.

Сообщаются результаты экспериментального наблюдения генерации трехфононных связанных возбуждений в высокотемпературном антиферромагнетике  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в поле поперечной электромагнитной накачки. Исследованы подпороговые и запороговые режимы генерации при изменениях сдвига фазы накачки относительно фазы трехфононного коррелятора акустического поля. Результаты согласуются с теорией резонансного нелинейного взаимодействия квазифононов с электромагнитным полем.

PACS: 63.20.Ls, 75.50.Ee

Высокотемпературные антиферромагнетики с анизотропией типа "легкая плоскость" (АФЛП), такие как  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeVO<sub>3</sub>, известны как модельные объекты исследования нелинейных и параметрических акустических явлений в твердом теле (см. обзор [1]). Акустические возбуждения кристаллов АФЛП реализуются в виде гибридизированных магнитоупругих волн – квазифононов. Аномально сильная фонон-магнонная связь в АФЛП проявляется, в частности, в процессах генерации параметрически связанных квазифононных пар в поле продольной электромагнитной накачки [2–5]. Подобные процессы в магнетиках находят применения, в частности, в системах обращения волнового фронта ультразвука [6, 7]. Гигантская акустическая нелинейность АФЛП способствует возникновению многочастичных связанных возбуждений квазифононов. В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследований процесса генерации связанных возбуждений трех квазифононов в монокристалле  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

В качестве механизма связи рассматривается резонансное нелинейное взаимодействие квазифононов с однородным переменным магнитным полем  $\mathbf{h} \perp (t)$ , приложенным в базисной плоскости кристалла перпендикулярно полю намагничивания  $\mathbf{H}$ . В области частот, малых по сравнению с частотой активационной ветви спектра магнонов, динамика спиновой системы АФЛП сводится к поворотам вектора антиферромагнетизма в плоскости базиса [8, 1]. При этом сво-

бодная энергия длинноволновых спиновых возбуждений может быть представлена в виде

$$F_m = -\frac{M_0}{H_E}(H_D + H \cos \varphi + h_{\perp} \sin \varphi)^2, \quad (1)$$

где  $\varphi$  – угол между антиферромагнитным вектором и нормалью к полю намагничивания  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости,  $M_0$  – намагниченность подрешетки,  $H_E$  и  $H_D$  – напряженность обменного поля и поля Дзялошинского соответственно.

Магнитоупругая часть свободной энергии в указанных условиях представима в виде

$$F_{me} = (\hat{B}_1 \hat{u}) \cos 2\varphi + (\hat{B}_2 \hat{u}) \sin 2\varphi, \quad (2)$$

где  $\hat{B}_{1,2}$  – тензоры констант магнитоупругого взаимодействия,  $\hat{u}$  – тензор деформаций.

Решение уравнения движения для угла  $\varphi$  поворота вектора антиферромагнетизма под действием деформаций и переменного поля позволяет свести плотность свободной энергии к энергии системы квазифононов, которая с точностью до членов четвертого порядка может быть представлена в виде

$$F = \sum_{m=2}^4 \frac{1}{m!} \hat{C}^{(m)}(H) \hat{u}^m + h_{\perp}(t) (\hat{\Psi} \hat{u}^3), \quad (3)$$

где  $\hat{C}^{(m)}$  – перенормированный магнитоупругой связью тензор модулей упругости порядка  $m$  [1, 8, 9],  $\hat{\Psi}(H)$  – амплитуда нелинейного взаимодействия квазифононов с полем поперечной накачки:

$$\hat{\Psi}(H) = \left(\frac{2H_E}{M_0}\right)^2 \left(\frac{\gamma}{\omega_{S0}}\right)^6 H_D (32\hat{B}_1^2 - 3\hat{B}_2^2) \hat{B}_2; \quad (4)$$

<sup>1)</sup> P. Pernod.

здесь  $\gamma$  – магнитомеханическое отношение,  $\omega_{S0}$  – частота антиферромагнитного резонанса,  $(\omega_{S0}/\gamma)^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}$ ,  $H_{ms}$  – эффективное поле спонтанной магнитоstriction [10]. В соотношении (4) для простоты принято условие  $H \ll H_D$ , выполняющееся с высокой точностью в кристаллах  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeVO<sub>3</sub> в полях  $H < 1$  кЭ.

Условия резонансного взаимодействия для трехфононного связанного возбуждения обеспечиваются подбором частоты поля накачки, равной сумме частот трех квазифононов, и соблюдением условия сохранения импульса. Для бегущих волн последнее условие означает равенство нулю суммы квазиимпульсов связанных фононов. В случае возбуждений с длиной волны, соизмеримой с размерами кристалла, достаточно обеспечить отличие от нуля среднего по объему кристалла значения энергии взаимодействия трех квазифононов с переменным полем.

Рассмотрим систему объемных квазифононных возбуждений, представляя тензор деформаций в виде суперпозиции нормальных акустических мод:  $\hat{u}(\mathbf{r}, t) = \sum A_n(t) \hat{u}_n(\mathbf{r})$ . Интеграл по объему кристалла от плотности свободной энергии (4) при этом приводится к виду энергии системы взаимодействующих нелинейных осцилляторов. При селективном одномодовом возбуждении, условия экспериментальной реализации которого обсуждаются ниже, свободная энергия (4) приобретает вид

$$\int d\mathbf{r} F = \frac{1}{2} M_n \omega_n^2 A_n^2 + \Phi_n^{(4)}(H) A_n^4 + h_{\perp}(t) \chi_n(H) A_n^3, \quad (5)$$

где  $\omega_n$  и  $M_n$  – частота и эффективная масса моды  $n$ ,  $\Phi_n^{(4)}$  – параметр нелинейности моды,  $\chi_n$  – параметр связи квазифононов:

$$M_n = \int d\mathbf{r} \rho u_n^2, \quad \Phi_n^{(4)}(H) = \frac{1}{4!} \int d\mathbf{r} \hat{C}_n^{(4)}(H) \hat{u}_n^4,$$

$$\chi_n(H) = \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}_n(H) \hat{u}_n^3,$$

$\mathbf{u}_n$  – вектор смещения в моде,  $\rho$  – плотность кристалла.

Положим в дальнейшем  $A_n(t) = \frac{1}{2} a_n(t) \exp(i\omega_n t) + \text{с.с.}$ ,  $h_{\perp}(t) = h_{\perp} \cos(3\omega_n t)$ . Свободная энергия в форме (5) порождает уравнения движения для амплитуды акустических колебаний и фазы  $\psi$  трехфононного коррелятора  $G = |a_n|^3 \exp(i\psi)$ :

$$\begin{aligned} \partial |a_n|^2 / \partial t + 2\delta_n |a_n|^2 - \kappa_n h_{\perp} |a_n|^3 \sin \psi &= 0, \\ \partial \psi / \partial t - 3\beta_n |a_n|^2 - \frac{3}{2} \kappa_n h_{\perp} |a_n| \cos \psi &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\delta_n$  – коэффициент затухания моды,  $\kappa_n = 3\chi_n/4M_n\omega_n$  – параметр трехфононной свя-

зи,  $\beta_n = 3\Phi_n^{(4)}/2M_n\omega_n$  – коэффициент нелинейного сдвига частоты моды.

Особенностью генерации трехфононных связанных возбуждений в данном случае, в отличие от генерации фононных пар, является формирование (при  $\beta_n \rightarrow 0$  и  $\psi = \pi/2$ ) сингулярности амплитуды возбуждений  $|a_n|$  на конечном времени накачки  $\tau_c$ . Сингулярность возникает при выполнении порогового условия

$$\Gamma = Q_n \kappa_n h_{\perp} |a_n|_0 / \omega_n > 1, \quad (7)$$

где  $|a_n|_0$  – величина амплитуды колебаний в момент включения накачки,  $Q_n = \omega_n/2\delta_n$  – добротность моды. Характерное время  $\tau_c$  определяется временем релаксации квазифононов и величиной параметра надкритичности  $\Gamma$ :

$$\tau_c = \delta_n^{-1} \ln \left( \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \right). \quad (8)$$

Рост амплитуды стабилизируется нелинейным сдвигом частоты моды как наиболее ярко выраженным внутримодовым нелинейным эффектом в системе квазифононов в АФЛП [9, 11–13]. Результаты моделирования генерации трехфононных связанных возбуждений с помощью системы уравнений (6) сопоставляются ниже с данными эксперимента.

Эксперимент выполнялся на кристалле  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в форме диска с плоскостью, параллельной плоскости базиса. Геометрия эксперимента приведена на вставке рис.1б. Одномодовое возбуждение квазифононов

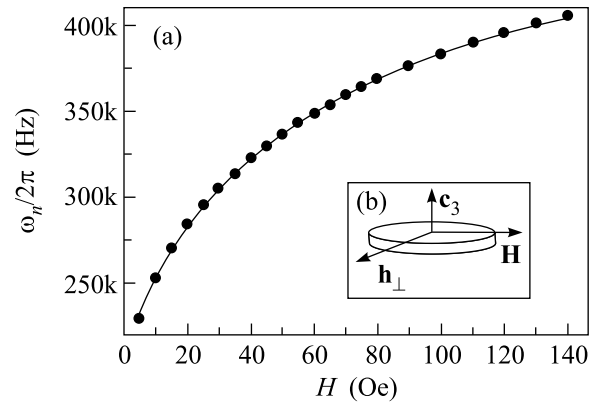


Рис.1. (а) Зависимость частоты квазифононной моды от напряженности подмагничивающего поля; (б) геометрия эксперимента

осуществлялось на частоте фундаментальной моды “сдвига по контуру” диска, отличающейся аномально сильной фонон-магнонной связью и значительным удалением по частоте от других квазифононных мод акустического спектра [14]. Зависимость резонансной частоты выбранной моды от подмагничивающего

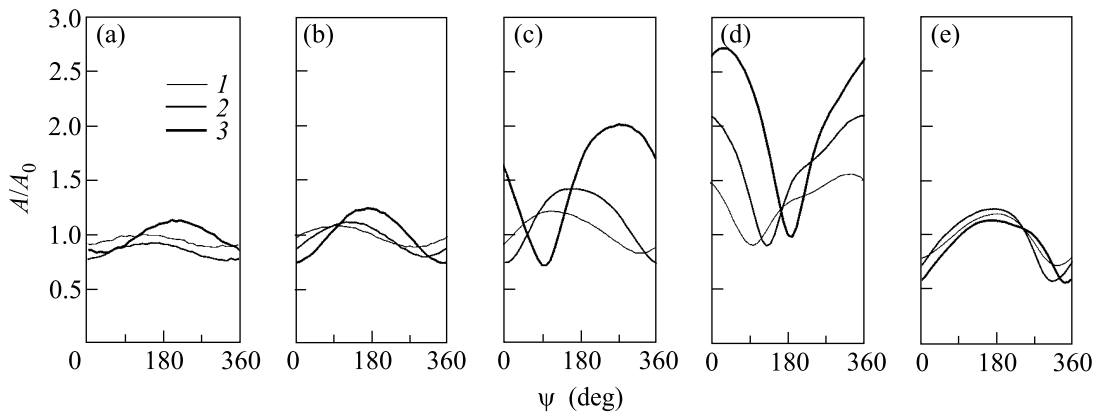


Рис.2. Экспериментальные зависимости относительной амплитуды магнитоупругих колебаний от фазы накачки. Напряженность поля возбуждения на частоте  $\omega_n$ : (a) – 65 мЭ, (b) – 127 мЭ, (c) – 256 мЭ, (d) – 387 мЭ, (e) – 635 мЭ. Напряженность поля накачки на частоте  $3\omega_n$ : 1 – 0.5 Э, 2 – 0.86 Э, 3 – 1.57 Э

поля приведена на рис.1а. Кривая рис.1а аппроксимируется соотношением

$$\omega_n(H) = \omega_n^0 \sqrt{1 - \frac{H_{ms}^{(1)}}{H + H_{ms}^{(2)}}}, \quad (9)$$

где  $H_{ms}^{(1)} = 74$  Э,  $H_{ms}^{(2)} = 90$  Э. Отметим, что коэффициент связи рассматриваемой моды содержит перенормированное значение поля магнитоупругой щели  $H_{ms}^{(2)} < H_{ms}$  [14,1]. В качестве рабочей точки в эксперименте было выбрано значение поля подмагничивания  $H = 60$  Э, соответствующее частоте  $\omega_n/2\pi = 350$  МГц. Наблюдение генерации трехфононных возбуждений реализовывалось следующим образом. К кристаллу с помощью катушки индуктивности, ориентированной перпендикулярно полю подмагничивания, последовательно прикладывались два радиоимпульса. Первый, иницирующий импульс длительностью 17 мкс, возбуждал акустические колебания на резонансной частоте моды 350 МГц. Огибающая импульса имела гауссову форму, что позволяло избежать паразитных возбуждений мод более высокого порядка. По окончании первого импульса включался импульс накачки длительностью 200 мкс на утроенной частоте моды 1.050 МГц. По окончании действия второго импульса регистрировалась амплитуда  $A$  сигнала, наводимого в катушке магнитоупругими колебаниями образца на частоте 350 кГц. Измеренная амплитуда сравнивалась с амплитудой  $A_0$  сигнала свободно затухающих колебаний, наводимого в тот же момент времени, но в отсутствие накачки. В зависимости от сдвига фаз второго и первого импульсов наблюдалось либо ослабление, либо усиление колебаний, обусловленное генерацией трех свя-

занных квазифононов. На рис.2 приведены измеренные зависимости отношения амплитуд  $A/A_0$  от изменений фазы накачки при различных значениях поля возбуждения  $h_0$  на частоте моды  $\omega = \omega_n$  и амплитуды поля накачки  $h_{\perp}$  частоты  $\omega_p = 3\omega_n$ . Отчетливо видно возрастание коэффициента усиления как с ростом поля накачки, так и с ростом начальной амплитуды фононов. При слишком высоких значениях начальной амплитуды (рис.2е) усиление срывается.

Детали процесса поясняет сопоставление экспериментальных результатов с решениями системы уравнений (6), представленными на рис.3. Параметры системы выбирались следующим образом. Нормированная амплитуда начального возбуждения условно принималась равной единице для  $h_0 = 256$  мЭ и изменялась пропорционально изменениям  $h_0$ . Значение константы нелинейного сдвига частоты принималось равным  $\beta_n = 0.45 \cdot 10^{-3} \omega_n$  в согласии с данными независимых измерений. Параметр надкритичности для накачки  $h_{\perp} = 1.57$  Э при  $h_0 = 256$  мЭ принимался равным  $\Gamma = 2.6$  и изменялся пропорционально изменениям величины  $h_{\perp}$ . Оценка параметра надкритичности по формуле (8) для кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ( $2H_E = 18 \cdot 10^3$  кЭ,  $H_D = 22$  кЭ,  $B \approx 10^7$  дин/см<sup>2</sup>,  $C \approx 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>) при  $H = 60$  Э,  $H_{ms}^{(2)} = 100$  Э,  $h_{\perp} = 1.6$  Э,  $|a_n|_0 \approx 10^{-5}$ ,  $Q_n = 10^3$  дает значение  $\Gamma \approx 1-10$ . Сопоставление экспериментальных результатов с данными численного моделирования показывает, что запороговый режим генерации трехфононных связанных возбуждений при  $|a_n|_0 \approx 10^{-5}-10^{-6}$  реализуется уже при полях накачки  $h_{\perp}$  от долей до единиц эрстед. Стабилизация амплитуды и срыв генерации (рис.2, 3е) возникают в результате нелинейного сдвига частоты квазифононной моды. В режиме срыва

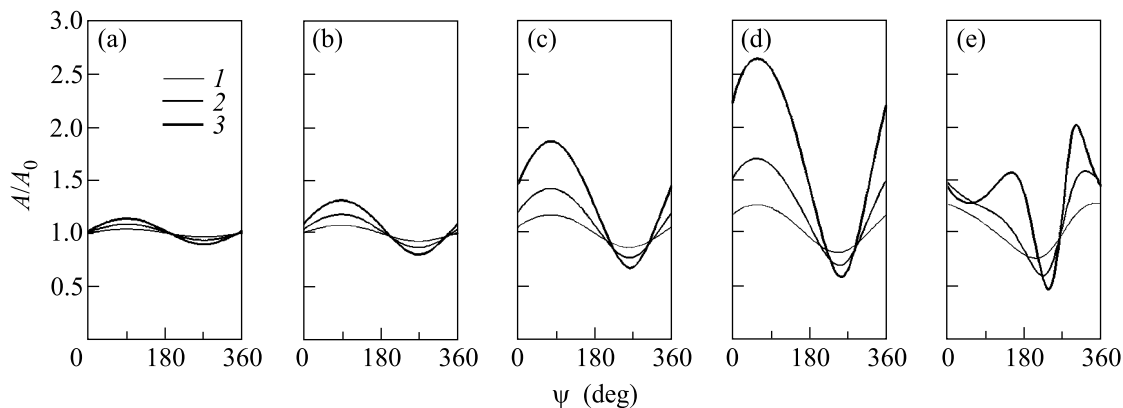


Рис. 3. Расчетные зависимости относительной амплитуды магнитоупругих колебаний от фазы накачки, соответствующие условиям, указанным на рис. 2

фаза трехчастичного коррелятора становится нестационарной, сдвигаясь со временем относительно фазы накачки.

Приведенные результаты демонстрируют возможность генерации связанных трехфононных возбуждений в магнетиках в относительно слабом переменном магнитном поле. При достаточно высоких уровнях начальной амплитуды магнитоупругих волн трехфононные возбуждения могут генерироваться в специфическом запороговом режиме, сопровождающемся формированием сингулярности акустического поля за конечное время накачки. Развитие сингулярности стабилизируется внутренними нелинейными процессами в системе квазифононов. Рассмотренное явление в применении к бегущим акустическим волнам допускает широкое разнообразие возможностей излучения связанных фононов высокой интенсивности из активной магнитной среды, что может представить интерес для приложений.

Работа выполнена в рамках программы РАН "Когерентные акустические поля и сигналы" и Международного проекта ЕСO NET 2007 при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-19640 НЦНИЛ-а).

1. V. I. Ozhogin and V. L. Preobrazhensky, *JMMM* **100**, 544 (1991).
2. Н. Н. Евтихийев, В. Л. Преображенский, М. А. Савченко, Н. А. Экономов, *Вопр. Радиоэлектрон, сер. общетехн.* № 5, 124 (1978).
3. Б. Я. Котюжанский, Л. М. Прозорова, *ЖЭТФ* **83**, 1567 (1982).
4. В. А. Красильников, Т. А. Маматова, В. Г. Прокошев, *ФТТ* **28**, 346 (1986).
5. А. В. Андриенко, Л. В. Подъяков, *ЖЭТФ* **95**, 2117 (1989).
6. А. П. Брысев, Л. М. Крутянский, В. Л. Преображенский, *УФН* **168**, 877 (1998).
7. В. Л. Преображенский, *УФН* **176**, 98 (2006).
8. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *ЖЭТФ* **73**, 988 (1977).
9. В. Л. Преображенский, М. А. Савченко, Н. А. Экономов, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 93 (1978).
10. А. С. Боровик-Романов, Е. Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **3**, 864 (1964).
11. А. О. Киселев, В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 82 (1990).
12. P. Pernod and V. Preobrazhensky, *JMMM* **184**, 173 (1998).
13. Ю. К. Фетисов, В. Л. Преображенский, P. Pernod, *Радиотехн. и электрон.* **51**, 219 (2006).
14. Е. А. Андрущак, Н. Н. Евтихтев, С. А. Погожев и др., *Акуст. журн.* **27**, 170 (1981).