

УДК 537.634.2

## ВЗРЫВНАЯ ДИНАМИКА ТРЕХФОНОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В МАГНИТОУПРУГОЙ СИСТЕМЕ $\text{FeVO}_3$

*Евстафьев А.И.<sup>1,2</sup>, Преображенский В.Л.<sup>2,3</sup>, Перно Ф.<sup>2</sup>, Бержанский В.Н.<sup>1</sup>*

*Joint European Laboratory LEMAC:*

<sup>1</sup>*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина*

<sup>2</sup>*IEMN-DOAE-UMR CNRS 8520, Ecole Centrale de Lille, 59651 Villeneuve d'Ascq, France*

<sup>3</sup>*Научный центр волновых исследований (НЦВИ ИОФ РАН), Москва, Россия*

*E-mail: [alexander.yves@gmail.com](mailto:alexander.yves@gmail.com), [ladimir.preobrajenski@iemn.univ-lille1.fr](mailto:ladimir.preobrajenski@iemn.univ-lille1.fr),  
[philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr](mailto:philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr), [berj@pop.cris.net](mailto:berj@pop.cris.net)*

Представлена теоретическая модель запороговой динамики колебаний в магнитоупругих средах, учитывающая сильную магнитоупругую нелинейность вне пределов ангармонического приближения. С помощью оригинальной экспериментальной методики исследована запороговая динамика кристалла  $\text{FeVO}_3$ , обнаружен запороговый эффект взрывной трехбозонной неустойчивости. Обнаруженный эффект описан при помощи представленной теоретической модели.

**Ключевые слова:** магнитоупругие волны, запороговая взрывная динамика, трехбозонное связывание.

### ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные антиферромагнетики с анизотропией типа «легкая плоскость» (АФЛП) широко используются для изучения линейных, нелинейных и параметрических магнитоупругих эффектов в конденсированных средах [1,2]. Акустические возбуждения в кристаллах АФЛП существуют в виде гибридных магнитоупругих волн, называемых квази-фононами. Гигантская акустическая нелинейность АФЛП способствует мульти-бозонному связыванию квази-фононов. Недавно трехбозонные связанные возбуждения были предсказаны и обнаружены [3,4] в магнитоупругой системе АФЛП  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в поле однородной РЧ-накачки. В сравнении с трехбозонными связанными состояниями [5], неравновесные трехквазифононные возбуждения имеют некоторые специфические динамические характеристики, такие как взрывная нестабильность и пространственная локализация квазифононных триад. С другой стороны, в отличие от параметрической генерации квазифононных пар, порог трехбозонной нестабильности зависит не только от интенсивности поля накачки, но также от начального числа бозонов. Проявление взрывной надкритичной динамики в реальных АФЛП кристаллах ослабляется нелинейными эффектами более высоких порядков. Прежде всего, это нелинейный сдвиг фазы или частоты магнитоупругих волн [1,6]. Запороговая динамика квазифононных триад в АФЛП при частотно-модулированной накачке была теоретически рассмотрена и экспериментально изучена на образце монокристалла  $\text{FeVO}_3$ . В ходе проведенных в данной работе исследований была использована частотная модуляция электромагнитной накачки, разработанная ранее при исследованиях на кристаллах  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [7,8], что позволило

компенсировать нелинейный сдвиг частоты магнитоупругих мод, участвующих в трехбозонном связывании.

### 1. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ТРЕХ-КВАЗИФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

Для описания нелинейной динамики гибридных магнитоупругих возбуждений, свободная энергия АФЛП кристалла с  $D_6^{3d}$  симметрией может быть выражена как суперпозиция магнитной  $F_m$ , упругой  $F_e$  и магнитоупругой  $F_{me}$  компонент:

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

$$F_e = \frac{1}{2} C^{(2)} u^2 \quad (2)$$

$$F_{me} = (B_1 u) \cos 2\varphi + (B_2 u) \sin 2\varphi, \quad (3)$$

где  $\varphi$  - динамический угол между ферромагнитным моментом и внешним магнитным полем  $H$  в базисной плоскости,  $H_E$  и  $H_D$  - обменное поле и поле Дзялошинского, соответственно,  $h_{\perp}(t)$  - переменное магнитное поле накачки, прилагаемое также в базисной плоскости, перпендикулярно  $H$ .  $M_0$  - намагниченность подрешетки,  $u$  - матрица упругих деформаций,  $B_{1,2}$  - матрицы магнитоупругих констант.  $C^{(2)}$  - тензор модулей упругости второго порядка. Для колебаний на частотах, гораздо ниже резонансной частоты квазиферромагнитной моды  $\omega \ll \omega_{f0} = \gamma \sqrt{H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}}$ , где  $H_{ms}$  - эффективное поле магнитоупругой анизотропии, магнитная переменная  $\varphi = \varphi(u, h_{\perp}(t))$  может быть найдена как решение квазистатического уравнения:

$$\partial(F_m + F_{me}) / \partial \varphi = 0 \quad (4)$$

Представим упругие деформации как суперпозицию квазифононных мод:  $u(\mathbf{r}, t) = \sum A_n(t) u_n(\mathbf{r})$ . При этом потенциальная энергия колебаний может быть выражена в виде суммы потенциальных энергий мод:

$$F = \sum_n \left( \frac{1}{2} M_n \omega_{n0}^2 A_n^2 + A_n \int d\mathbf{r} (B_2 u_n) \sin 2\varphi \right), \quad (5)$$

где  $M_n = \int d\mathbf{r} \rho u_n^2$  и  $u_n(\mathbf{r})$  - эффективная масса и вектор смещения моды,  $\rho$  - плотность кристалла,  $\omega_{n0}$  - резонансная частота чистой упругой моды в отсутствие магнитоупругого взаимодействия.

Уравнение движения для амплитуды  $A_n(t)$  подобно уравнению осциллятора:

$$M_n(\ddot{A}_n + 2\delta_n\dot{A}_n) = -\partial F / \partial A_n \quad (4)$$

где  $\delta_n$  – коэффициент затухания. Уравнение (4) может быть представлено в виде:

$$HH_D \sin \varphi + \left( \frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} - HH_D \right) \sin 2\varphi - h_{\perp}(t)H_D \cos \varphi + \frac{H_E}{M_0} \sum_n A_n(2B_2u_n) \cos 2\varphi = 0 \quad (7)$$

Принимая во внимание большие ожидаемые амплитуды магнитоупругих колебаний, точное уравнение (7) будет использовано далее без ангармонического разложения по переменной  $\varphi$ .

Для определения масштабов амплитуд деформации  $A_n(t) = \varepsilon_n a_n(t)$  их удобно нормировать на значение  $\varepsilon_n$  порядка спонтанной магнитострикции:

$$\varepsilon_n = \int d\mathbf{r}(B_2u_n) / \int d\mathbf{r}(C^{(2)}u_n^2)$$

Для приведения интегрально-дифференциального уравнения (6) к обыкновенному дифференциальному уравнению в нашей модели мы заменяем реальную пространственную структуру моды на ее среднее значение деформаций. В одномодовом представлении уравнение для нормированной амплитуды может быть найдено из (6) и (7) как:

$$\ddot{a}_n + 2\delta_n\dot{a}_n + \omega_{n0}^2(a_n + \sin 2\varphi) = 0 \quad (8)$$

Для численного интегрирования системы (7) и (8) удобно преобразовать нелинейное уравнение (7) в дифференциальное уравнение.

$$\dot{\varphi} = \left( HH_D \cos \varphi + \left( \frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} - HH_D \right) \cos 2\varphi - h_{\perp}(t)H_D \sin \varphi - \frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 a_n \sin 2\varphi \right)^{-1} \times \left( -\frac{\omega_{f0}^2}{\gamma^2} \zeta_n^2 \frac{1}{2} \dot{a}_n \cos 2\varphi + H_D \dot{h}_{\perp}(t) \cos \varphi \right) \quad (9)$$

Для реализации трех-квазифоонного взаимодействия электромагнитная накачка должна быть приложена на утроенной резонансной частоте:  $h_{\perp}(t) = h_p \cos(3\omega_n t + \psi(t))$ . Здесь  $\psi(t)$  фаза поля накачки, временная зависимость которой определяет вид частотной модуляции,  $\omega_n$  – частота фундаментальной моды, модифицированная магнитоупругим взаимодействием:

$$\omega_n = \omega_{n0} \sqrt{1 - \zeta_n^2(H)}, \quad (10)$$

где  $\zeta_n^2(H)$  коэффициент магнитоупругой связи, выражение для которого записывается в виде:

$$\zeta_n(H) = \left[ \frac{H_E \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \int d\bar{r} (2B_2 u_n)^2}{M_0 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \int d\bar{r} (C^{(2)} u_n)^2} \right]^{1/2} \quad (11)$$

Можно показать, что в пренебрежении нелинейностями высших порядков, возможна генерация квазифононных триад, которая сопровождается взрывной неустойчивостью. В отличие от обычного параметрического возбуждения квазифононных пар порог возникновения трехквазифононной неустойчивости определяется не пороговым полем накачки, а пороговым значением произведения поля накачки  $h_p$  на начальную амплитуду фундаментальной моды  $a_{n0}$ :

$$h_p a_{n0} = \frac{16}{9} \frac{1}{Q_n H_D} \frac{1 - \zeta_n^2 \left( \frac{\omega_{f0}}{\gamma} \right)^2}{\zeta_n^4} \quad (12)$$

Здесь  $Q_n = \omega_n / 2\delta_n$  - добротность фундаментальной моды. При превышении пороговых значений интенсивность трехквазифононных колебаний становится сингулярной на конечном интервале времени, в соответствии с уравнением:

$$I(t) = \left( \frac{a_{n0}}{\Gamma - (\Gamma - 1)e^{-\delta_n t}} \right)^2 \quad (13)$$

Здесь  $\Gamma$  – степень надкритичности, которая определяется выражением:

$$\Gamma = \frac{9}{16} Q_n \frac{\zeta_n^4}{1 - \zeta_n^2} \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 H_D h_p a_{n0} > 1 \quad (14)$$

Интенсивность трехквазифононных колебаний, которая пропорциональна числу квазифононных триад, ограничивается нелинейным сдвигом частоты фундаментальной моды. Нелинейный сдвиг частоты может быть подавлен посредством частотной модуляции поля накачки. Принимая во внимание квадратичную зависимость резонансной частоты от амплитуды  $a_n(t)$ , был предложен следующий закон частотной модуляции:

$$\psi(t) = \psi_0 + \frac{\alpha \cdot Q_n}{\Gamma} \left( \frac{(\Gamma - 1)(1 - e^{-\delta_n t})}{1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t})} - \frac{\ln(1 - \Gamma(1 - e^{-\delta_n t}))}{\Gamma} \right), \quad (15)$$

где  $\alpha$  - константа подстройки. Производная этой функции соответствует временной зависимости сдвига частоты в соответствии с сингулярным поведением надкритического числа квазифононов (13).

Результаты численного интегрирования систем (8) и (9) при наличии и в отсутствие частотной модуляции (15) ниже сопоставляются с экспериментальными данными.

## 2. МАГНИТОУПРУГОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ

Экспериментальные исследования магнитоупругих свойств и трехфононной взрывной неустойчивости  $\text{FeVO}_3$  проводились на образце монокристалла в форме диска, диаметром 3 мм и толщиной 0.1 мм. Плоскость диска была параллельна базисной плоскости. Фундаментальная контурная мода диска с частотой  $\omega_n = 1.327$  МГц была выбрана для экспериментов вследствие ее аномально высокой магнитоупругой связи. Кроме того, спектр образца не имел никаких дополнительных гармоник вблизи этой частоты, а также вблизи удвоенных и утроенных частот (Рис.1). В ходе эксперимента образец помещался в 2 скрещенные катушки, угол между которыми составлял 90 градусов. Одна из катушек использовалась для индукционного возбуждения колебаний, вторая – для их детектирования. Образец с катушками помещался в электромагнит, с помощью которого создавалось постоянное магнитное поле  $H$ . Угол между полем катушки накачки и постоянным полем составлял  $45^\circ$  или  $90^\circ$ , в зависимости от режима возбуждения.

Частота фундаментальной моды, в соответствии с (10), зависит от постоянного магнитного поля  $H$  (Рис.2). Эта зависимость может быть аппроксимирована соотношением:

$$\omega_n(H) = \omega_{n0} \sqrt{1 - \frac{H_{ms}^{(1)}}{H + H_{ms}^{(2)}}}, \quad (15)$$

где  $H_{ms}^{(1)} = 1.59$  Э,  $H_{ms}^{(2)} = 6.83$  Э и  $\omega_{n0} = 1.373$  МГц. Соответствующая кривая аппроксимации показана на рис. 2 сплошной линией.

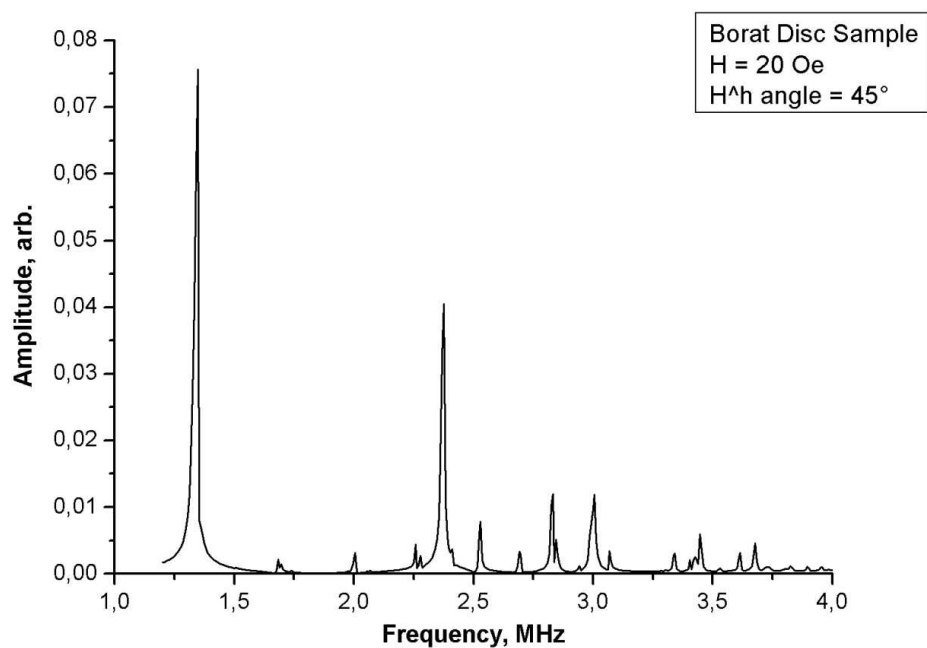


Рис. 1. Спектр магнитоупругих колебаний образца  $\text{FeVO}_3$ . Частота фундаментальной моды  $\omega_n = 1.327$  МГц.

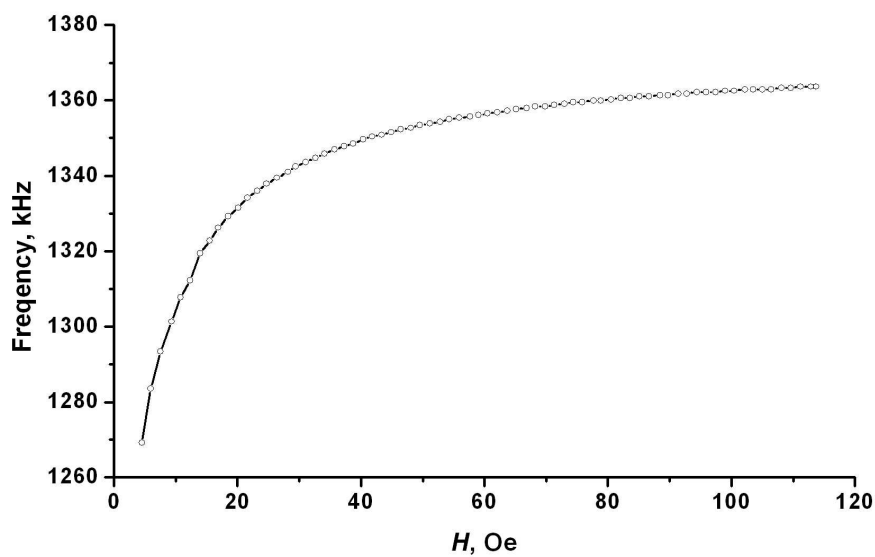


Рис. 2. Зависимость частоты фундаментальной моды от поля подмагничивания. Сплошная линия – аппроксимация по формуле (15).

На рис.3 представлены вычисленные по формуле (11) полевые зависимости коэффициентов магнитоупругой связи фундаментальной моды  $\zeta_n^2(H)$  для образцов в виде пластин из кристаллов бората железа. Для сравнения приведены аналогичные кривые для кристаллов гематита (данные из работы[7]):

$$\zeta_n^2(H) = 1 - \left( \frac{\omega_n}{\omega_{n0}} \right)^2 \quad (16)$$

Следует отметить, что значение квадрата коэффициента магнитоупругой связи у бората железа на порядок ниже, чем у гематита, а эффективность подавления магнитоупругой связи постоянным магнитным полем в борате более значительна, чем в гематите.

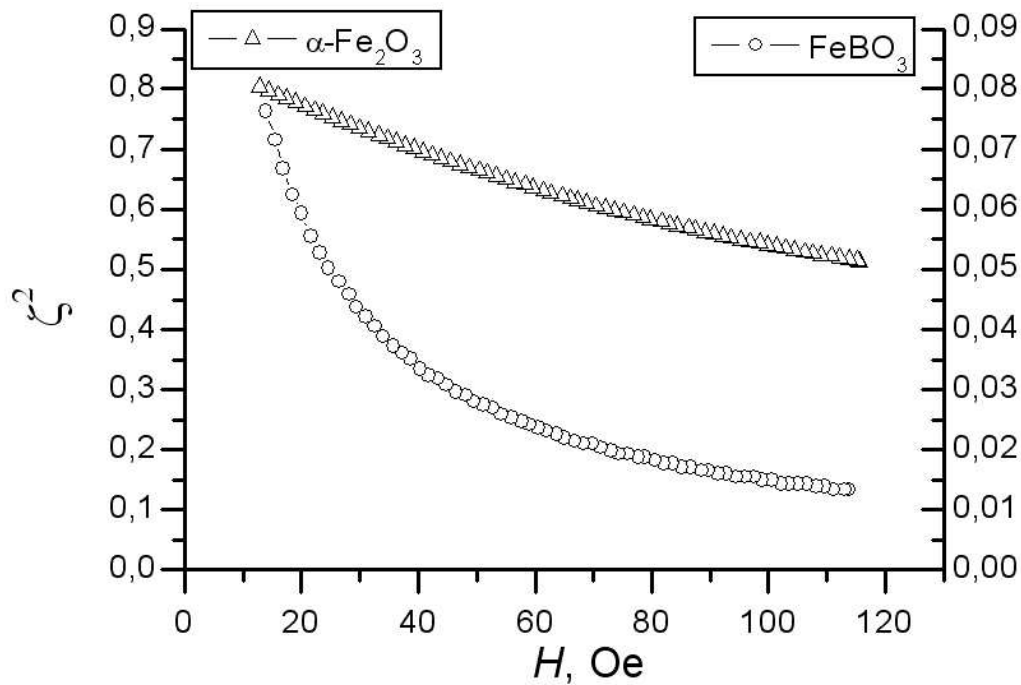


Рис. 3. Зависимости квадрата коэффициента магнитоупругой связи от поля смещения  $\zeta_n^2(H)$  для бората железа и гематита.

В результате подавления магнитоупругой связи амплитуда фундаментальной моды снижается практически линейно с увеличением поля (Рис 4). Эта особенность учитывалась при выборе рабочей точки  $H = 20$  Э для проведения экспериментов.

На рис. 5 показана зависимость частоты фундаментальной моды от мощности магнитоупругих колебаний образца. При малых амплитудах ( $h_p < 3$  Э) эта зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией. Это означает, что сдвиг частоты пропорционален квадрату амплитуды фундаментальной моды, поэтому для компенсации этого изменения был предложен закон частотной модуляции (16). Этот закон использовался для модулирования радиочастотного заполнения второго импульса в ходе исследования трехфононных эффектов. Форма резонансной кривой (вставка на рис.3) становится ассиметричной уже при малых амплитудах колебаний, свидетельствуя о сильной нелинейности МУ системы.

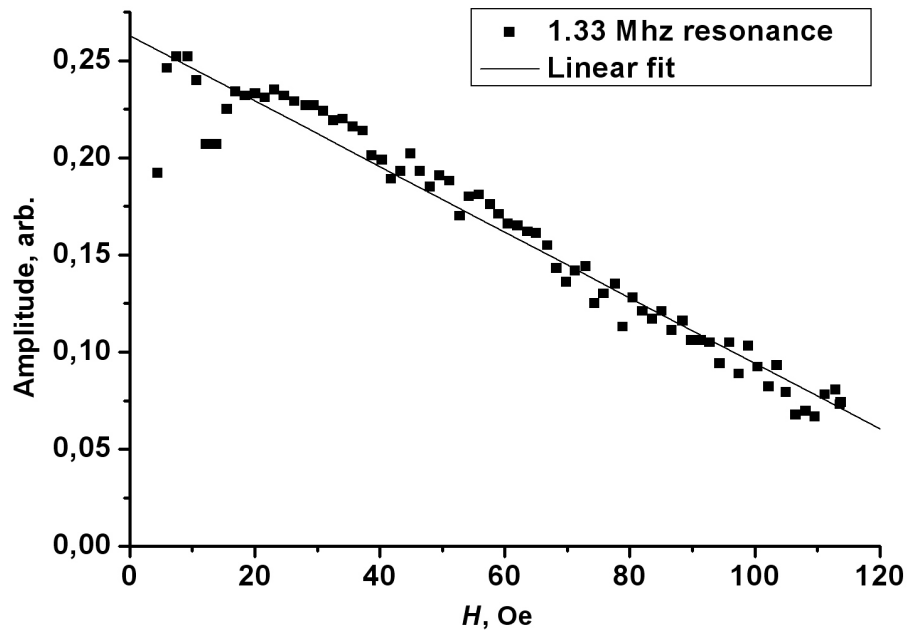


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний фундаментальной моды от постоянного магнитного поля  $H$  ( $h_p = 0.01$  Э).

На Рис.6 представлена кривая спада амплитуды свободных колебаний фундаментальной моды после действия затравочного импульса амплитудой  $h_p=1$  Э, длительностью 50 мкс ( $H \cdot h_p = 45$ ). Релаксация происходит по экспоненциальному закону, время релаксации  $\tau = 0.2$  мс.



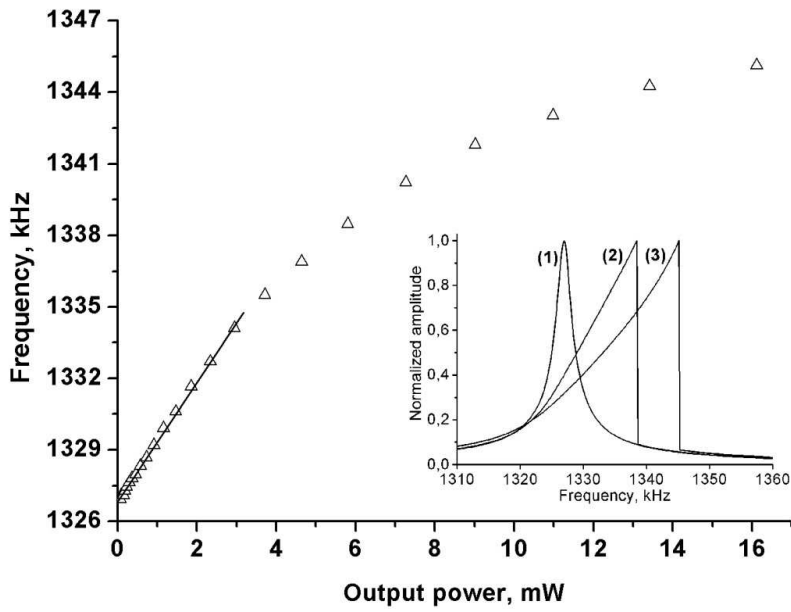


Рис. 5. Зависимость частоты фундаментальной моды от мощности МУ колебаний. На вставке: вид резонансной кривой при амплитуде МУ колебаний 0,06 мВт (1), 5.80 мВт (2) и 16.12 мВт (3).

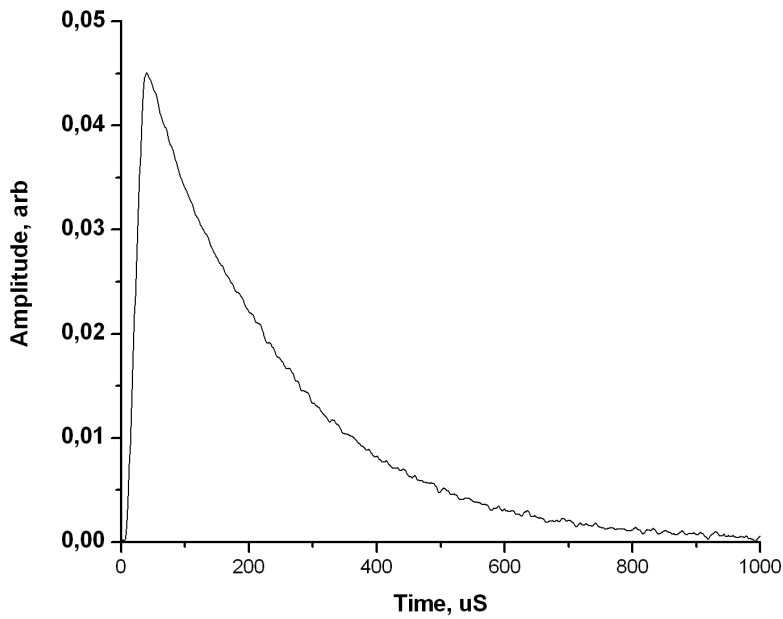


Рис. 6. Спад амплитуды свободных колебаний на частоте фундаментальной моды при  $H = 20$  Э.

### 3. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ТРЕХВОЛНОВЫХ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ В КРИСТАЛЛЕ FeVO<sub>3</sub>

Для параметрического возбуждения магнитоупругих триад на образец FeVO<sub>3</sub> подавалась последовательность двух радиочастотных импульсов. Первый импульс (затравки) длительностью  $\tau = 17\mu\text{s}$  возбуждал фундаментальную магнитоупругую моду на резонансной частоте. Вторым импульсом (накачки) на утроенной частоте подавался сразу после окончания действия импульса затравки. Для устранения нелинейного сдвига частоты, связанного с ростом амплитуды параметрически усиленных колебаний, частота заполнения второго импульса модулировалась по закону (16). Параметрическое возбуждение трехволновых магнитоупругих колебаний зависело от выбора оптимальных значений начальной амплитуды колебаний фундаментальной моды, амплитуды и длительности действия накачки, разницы фаз между импульсами затравки и накачки. На рис.8 представлены экспериментальные зависимости амплитуды колебаний фундаментальной моды в условиях частотной модуляции накачки (а), при тех же условиях (амплитудах 1го и 2го импульса), но без частотной модуляции накачки (б), и без подачи первого импульса (в отсутствие первоначального возбуждения фундаментальной моды) (с).

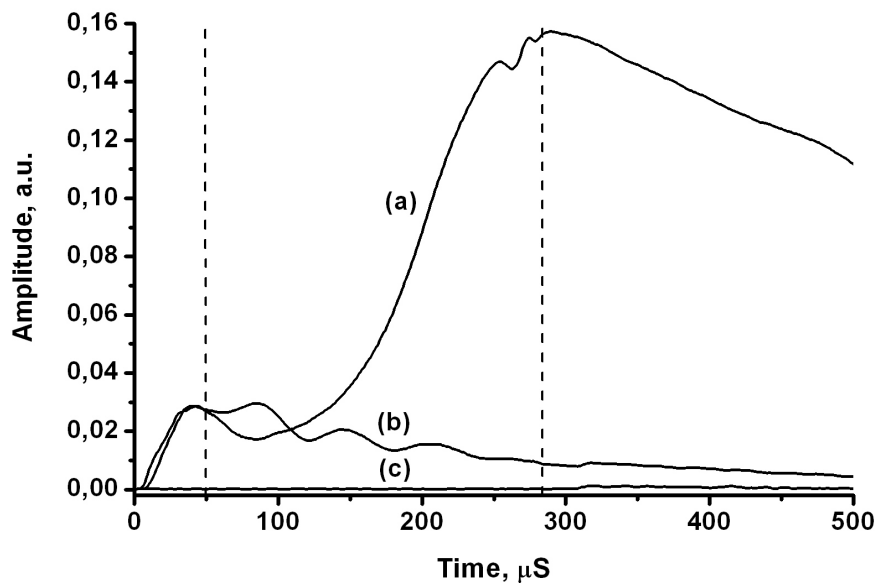


Рис. 8. Амплитуда колебаний фундаментальной моды  $\omega_n$  под действием импульса накачки с  $\omega_p = 3\omega_n$  с (а) и без (б) частотной модуляции; при отсутствии первого импульса (с) (сигнал на частоте  $\omega_n$  не детектируется).

Взрывное усиление колебаний в поле  $H=20$  Э наблюдалось при длительности импульса накачки  $\tau = 240 \mu\text{s}$ , пороговом поле накачки  $h_p=10$  Э, начальной амплитуде фундаментальной моды  $a = 0.02$  и выборе следующих параметров частотной модуляции:  $\Gamma=1.5$ ,  $\alpha=0.012$ ,  $Q = 800$ . При отсутствии импульса затравки сигнал на частоте резонансной моды отсутствовал как в случае частотной модуляции накачки, так и без нее. Область действия импульса накачки показана на рисунке с помощью вертикальных пунктирных линий. Время релаксации возбужденных состояний, оцененное по времени спада амплитуды свободных колебаний после прекращения действия накачки, составило  $240 \mu\text{s}$ .

При изменении фазы импульса накачки относительно фазы импульса затравки можно было наблюдать либо параметрическое усиление фундаментальной моды, либо ее ослабление (Рис. 9).

Максимальная разница между параметрически усиленной амплитудой колебаний и вносимым ослаблением наблюдалась при сдвиге фазы в  $120$  градусов. Устойчивость параметрического возбуждения относительно сдвига фаз наблюдалось в диапазоне  $60$  до  $160$  градусов.

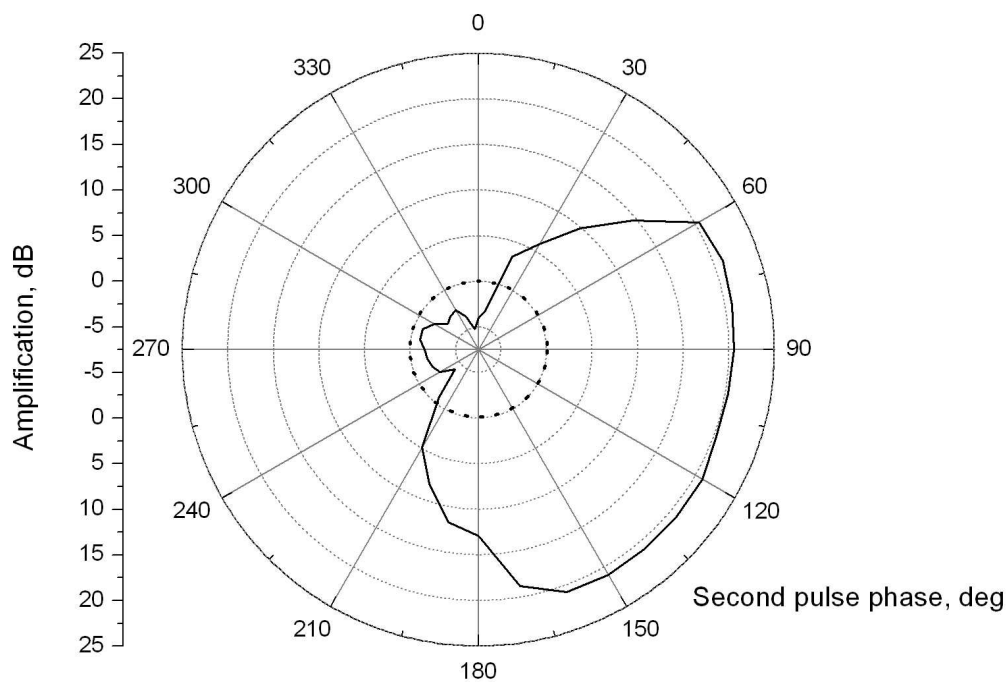


Рис. 9. Зависимость амплитуды колебаний фундаментальной моды в конце импульса накачки от фазы импульса накачки.

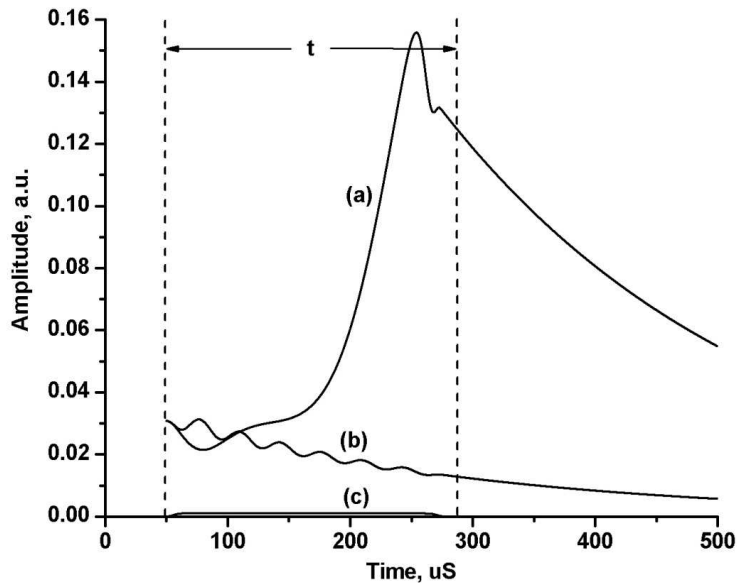


Рис. 10. Зависимость от времени амплитуды колебаний в образце  $\text{FeVO}_3$  под действием накачки  $\omega_p = 3\omega_n$  с модуляцией (a) и без модуляции частоты (b), без начального возбуждения (c) (численное моделирование).

На рис.10 представлены построенные в соответствии с теорией (формулы 8,9) амплитуды колебаний фундаментальной моды в условиях частотной модуляции (a) и без частотной модуляции накачки (b), в отсутствие первоначального возбуждения фундаментальной моды (без подачи первого импульса) кривая (c). При расчетах использованы следующие параметры  $\text{FeVO}_3$   $Q_n=800$ ,  $H_D=108$  кЭ,  $H_E=2.6 \cdot 10^6$  кЭ. Результаты численного анализа показывают качественное согласие теории трехфононного параметрического возбуждения с экспериментом.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментального наблюдения параметрического возбуждения трех-квазифононных связанных состояний в антиферромагнитном кристалле  $\text{FeVO}_3$  показывают взрывное запороговое поведение, реализуемое в условиях компенсации нелинейности высшего порядка частотной модуляцией переменного электромагнитного поля накачки. Теоретическая модель, учитывающая сильную магнитоупругую нелинейность за пределами области применимости ангармонического приближения, отражает основные особенности запороговых трех-квазифононных возбуждений, наблюдаемые экспериментально.

Авторы благодарят С.А. Ягупова за предоставленный кристалл  $\text{FeVO}_3$ . Работа была выполнена при поддержке гранта № F33.7/001 Фонда Фундаментальных Исследований и посольства Франции в Украине.

Список литературы

1. Ожогин В.И. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков / В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский // УФН. – 1988. – Т. 155, Вып. 4. – С. 593-621.
2. Ozhogin V.I. Nonlinear dynamics of coupled systems near magnetic phase transitions of the order-order type / V.I. Ozhogin, V.L. Preobrazhensky // Journ. of Magn. And Magn. Materials. – 1991. – V. 100, № 1. - С. 544-571
3. Preobrazhenskiĭ V.L. Three-phonon coupled excitations in an antiferromagnet / V.L. Preobrazhenskiĭ, V.V. Rudenko, P. Pernod, and V.I. Ozhogin // JETP Lett. – 2007. – 86 – С. 348
4. Preobrazhensky V. Explosive dynamics and localization of wave triads in a coupled magnetoelastic system / V. Preobrazhensky, O. Bou Matar, P. Pernod // Phys. Rev. E. – 2008. – 046603. – С. 78.
5. Jona-Lasinio M. Three Resonant Ultra-Cold Bosons: Off-Resonance Effects / M. Jona-Lasinio, L. Pricoupenco // HAL. – 2009. – 00369867. – vers. 1.
6. Pernod P. Dynamic control of elasticity by means of ultrasound excitation in antiferromagnet / P. Pernod, V. Preobrazhensky // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 1998. – V. 184. – С. 173-178
7. Preobrazhensky V. Explosive instability of quasi-phonon triads in antiferromagnet under frequency modulated electromagnetic field / V. Preobrazhensky, O. Yevstafyev, P. Pernod, V. Berzhansky // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 2010. – V. 322. – N. 6. – С. 585-588
8. Preobrazhensky V. Explosive instability of ultrasonic triads under frequency modulated electromagnetic pumping / V. Preobrazhensky, O. Yevstafyev, P. Pernod, V. Berzhansky // Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium, Rome, September 2009 (в печати)

**Євстаф'єв О.І. Вибухова динаміка трьохфононної нестійкості в магнітопружній системі FeBO<sub>3</sub> / О.І. Євстаф'єв, В.Л. Преображенський, Ф. Перно, В.Н. Бержанський // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 81-93.**

Представлена теоретична модель запорогової динаміки коливань в магнітопружних середовищах, що враховує сильну магнітопружну нелінійність поза межами ангармонічного наближення. За допомогою оригінальної експериментальної методики досліджена запорогова динаміка кристала FeBO<sub>3</sub>, виявлений запороговий ефект вибухової трьохбозонної нестійкості. Виявлений ефект описаний за допомогою представленої теоретичної моделі.

**Ключові слова:** магнітопружні хвилі, запорогова вибухова динаміка, трьохбозонне спаровування.

**Yevstafyev O. Explosive dynamics of three-phonon instability in magneto-elastic system FeBO<sub>3</sub> / O. Yevstafyev, V.L. Preobrazhensky, P. Perno, V.N. Berzhansky // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 81-93.**

A theoretical model of supercritical oscillation dynamics in magnetoelastic materials is suggested. This model takes into account strong magneto-elastic nonlinearity outside the anharmonic approximation. With a help of original method the supercritical dynamics of FeBO<sub>3</sub> is researched and the effect of explosive three-boson instability is discovered. The discovered effect is explained with the help of suggested theoretical model.

**Keywords:** magnetoelastic waves, explosive supercritical dynamics, three-boson coupling.

*Поступила в редакцію 03.03.2010 г.*