

БИСТАБИЛЬНОСТЬ ЗАПОРОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ГЕМАТИТЕ

А. О. Киселев, В. И. Ожогин¹⁾, В. Л. Преображенский

Сообщаются данные экспериментального наблюдения двойного параметрического резонанса квазизвуковых волн в кристалле $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Обнаружена бистабильность осцилляций интенсивности параметрического квазизвука, обусловленная эффективным ангармонизмом смешанных магнитоупругих мод.

Кристаллы высокотемпературных антиферромагнетиков с анизотропией типа "легкая плоскость" (АФЛП), такие как $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и FeVO_3 , отличает чрезвычайно высокая чувствительность скоростей звука к изменениям магнитного поля и гигантский эффективный упругий ангармонизм (см. ¹). Эти особенности ярко проявляются в экспериментах по параметрическому возбуждению квазизвуковых магнитоупругих волн продольной магнитной накачкой ². В настоящей работе сообщаются результаты экспериментального наблюдения резонансного возбуждения и бистабильности осцилляций запороговой интенсивности квазизвука в условиях комбинированной, т.е. быстропеременной и медленной накачки.

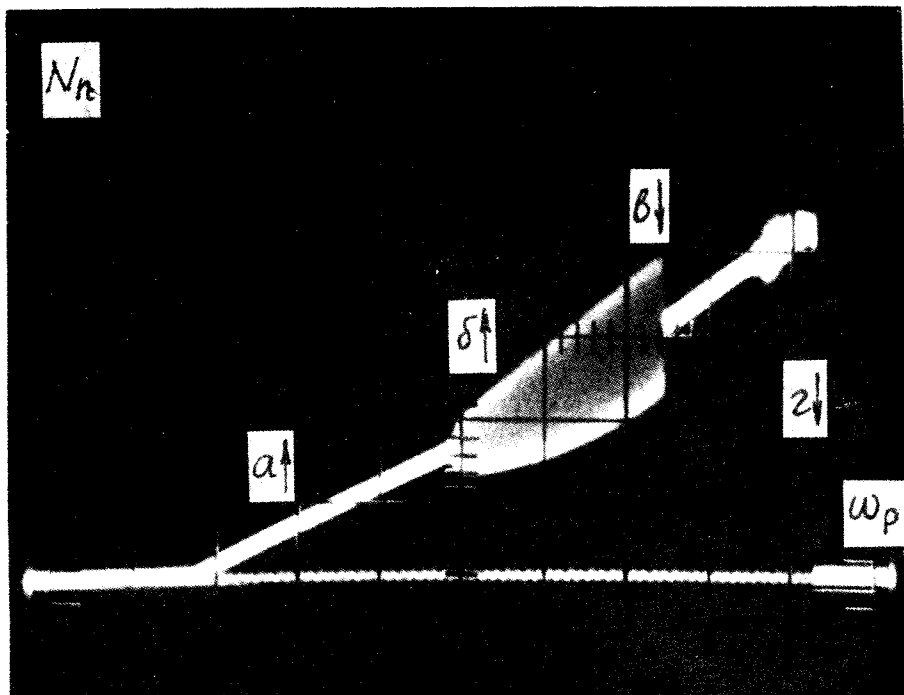


Рис. 1. Зависимость интенсивности параметрических колебаний от частоты накачки ω_p . "Размытие" луча соответствует осцилляциям интенсивности. Стрелка "а" указывает частоту возникновения параметрической неустойчивости при уменьшении ω_p , "б" – то же для параметрически возбужденных осцилляций интенсивности квазизвука. "в" и "з" – частоты срыва осцилляций интенсивности и параметрической генерации квазизвука соответственно при увеличении ω_p .

¹⁾ Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова.

В эксперименте использовался образец кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в форме тонкого диска диаметром 5 мм и толщиной 0,35 мм, вырезанный в базисной плоскости, параллельно которой ориентировалось постоянное подмагничивающее поле \mathbf{H} . С помощью катушки индуктивности к образцу прикладывались быстропеременное поле параметрической накачки $\mathbf{h}_p(t) = h_p \times \times \cos \omega_p t$ и медленно меняющееся ("модулирующее") поле $\mathbf{h}_m(t) = h_m \cos \omega_m t$ ($\mathbf{h}_p \parallel \mathbf{h}_m \parallel \mathbf{H}$, $\omega_p \gg \omega_m$). С помощью приемной катушки, ориентированной ортогонально возбуждающей, регистрировались колебания намагниченности в базисной плоскости, сопутствующие переменным упругим деформациям. Геометрия эксперимента приведена на вставке рис. 2. Когда амплитуда h_p поля накачки с частотой $\omega_p/2\pi \approx 1$ МГц превосходила пороговое значение $h_p > h_{pc}$, в образце возникала параметрическая неустойчивость собственной квазизвуковой контурно-сдвиговой моды³ с частотой $\omega_m/2\pi \approx 0,5$ МГц. Характерная зависимость интенсивности параметрических колебаний от частоты накачки при $H = 0,7$ кЭ, $h_p/h_{pc} \approx 5$ приведена на снимке с экрана характериографа (рис. 1). При включении модулирующего поля с определенной частотой $\omega_m \approx 2\Omega_m$, где $\Omega_m/2\pi \approx 1$ кГц наблюдалось резонансное возбуждение осцилляций интенсивности квазизвука ("уширение" следа на рис. 1). Возбуждение носило параметрический характер, пороговый по амплитуде модулирующего поля h_m . Наблюдаемые эффекты являются акустическими аналогами ранее исследованных процессов двойного параметрического резонанса при возбуждении коллективных колебаний пара-

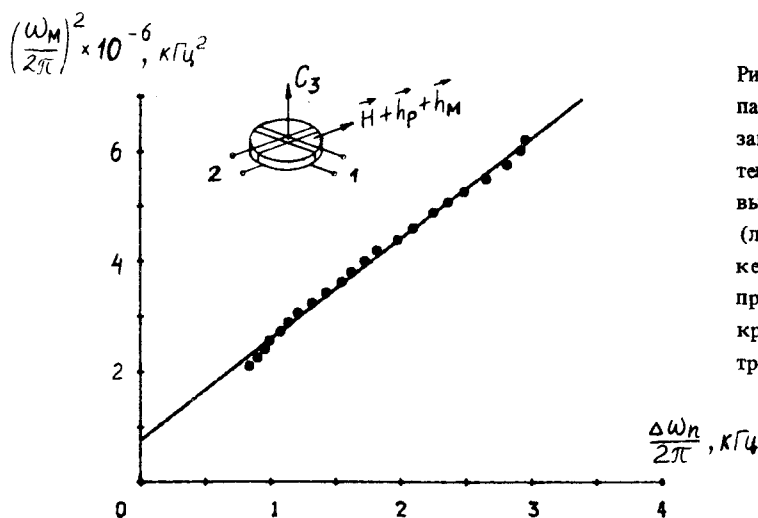


Рис. 2. Зависимость частоты параметрического резонанса запороговых осцилляций интенсивности от расстройки высокочастотной накачки (линия — расчет). На вставке: 1, 2 — возбуждающая и приемная катушки, C_3 — кристаллографическая ось третьего порядка

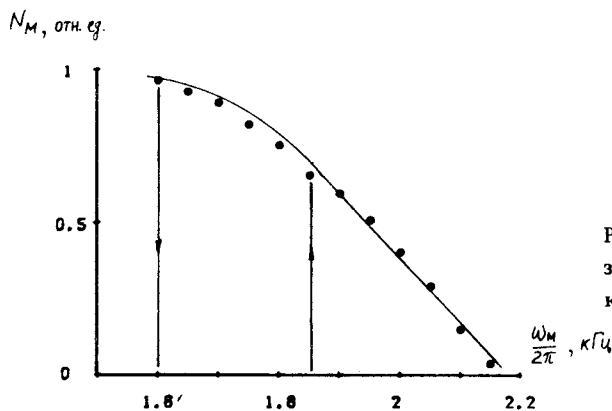


Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды запороговых осцилляций интенсивности квазизвука от частоты модуляции

метрических магненов в ферритах и антиферромагнетиках ^{4,5}. Частота осцилляций Ω_M определяется параметрами стационарного (в отсутствие модуляции) запорогового состояния параметрического квазизвука. На рис. 2 приведена характерная экспериментальная зависимость частоты параметрического резонанса ($\omega_M = 2\Omega_M$) от расстройки высокочастотной накачки ($\Delta\omega_n = \omega_p - 2\omega_n$). Особенностью параметрически возбужденных осцилляций интенсивности квазизвука является их бистабильность, ярко выраженная в гистерезисе зависимости амплитуды осцилляций от частоты модуляции ω_M (см. рис. 3).

Наблюдаемые закономерности находят объяснение в рамках теории параметрического возбуждения квазизвуковых мод с учетом эффективного упругого ангармонизма четвертого порядка, определяющего нелинейный сдвиг частоты (НСЧ) магнитоупругой моды ^{6,1}. При этом комплексная амплитуда b_n параметрического квазизвука описывается уравнением ²

$$\dot{b}_n + \frac{1}{2} \omega_n Q_n^{-1} b_n + \frac{i}{2} \Delta\omega_n b_n - i\psi_n |b_n|^2 b_n = ih_p V_n b_n^*, \quad (1)$$

где $V_n \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial\omega_n}{\partial H}$ – амплитуда параметрической связи, ψ_n – амплитуда четырехквазифононного взаимодействия, Q_n – добротность моды. Стационарному запороговому состоянию соответствует нормированная интенсивность звука $N_n \equiv 2\psi_n |b_n|^2 / \omega_n$:

$$N_n = \frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} + Q_n^{-1} \sqrt{\left(\frac{h_p}{h_{pc}}\right)^2 - 1}. \quad (2)$$

Линейная зависимость интенсивности от расстройки согласуется с экспериментом (рис. 1). Частота осцилляций малых возмущений стационарного состояния определяется из уравнения (1) соотношением:

$$\Omega_M = \omega_n \left[N_n \left(N_n - \frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \right) - \frac{1}{4} Q_n^{-2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

На рис. 2 линией приведен результат расчета зависимости $\Omega_M^2(\Delta\omega_n) = \omega_M^2/4$ для параметров, соответствующих условиям эксперимента ($Q_n^{-1} = 2 \cdot 10^{-4}$, $h_p/h_{pc} = 5$). Фаза параметрического квазизвука $\theta_n = 2\arg(b_n)$, как следует из (1), описывается уравнением

$$\ddot{\theta}_n + \omega_n Q_n^{-1} \dot{\theta}_n + (\omega_n Q_n^{-1} - 2h_p V_n \sin \theta_n)(\Delta\omega_n - 2h_p V_n \cos \theta_n) = 0, \quad (4)$$

где расстройка в условиях медленной модуляции спектра квазизвука равна: $\Delta\omega_n = \omega_p - 2\omega_n - 2 \frac{\partial\omega_n}{\partial H} h_M \cos \omega_M t$. Учитывая нелинейность уравнения (4) с точностью до членов, кубических по отклонениям фазы от стационарного значения $\chi = \theta_n - \theta_n^0 = d \exp(i \frac{\omega_M}{2} t) + \text{к.с.}$,

для комплексных амплитуд d параметрических осцилляций фазы имеем уравнение, аналогичное (1). При этом расстройка, скорость релаксации, пороговое поле модуляции, амплитуда параметрической связи и амплитуда нелинейного самовоздействия равны соответственно: $\Delta\omega_M = \omega_M - 2\Omega_M$, $\frac{1}{2} \Omega_M Q_M^{-1} = \frac{1}{2} \omega_n Q_n^{-1}$,

$$h_{Mc} = \Omega_M \left[\frac{\partial\omega_n}{\partial H} \sqrt{\left(\frac{h_p}{h_{pc}}\right)^2 - 1} \right]^{-1},$$

$$V_M = - \frac{\partial \omega_n}{\partial H} \left(\frac{\omega_n}{2\Omega_M} \right) Q_n^{-1} \sqrt{\left(\frac{h_c}{h_{pc}} \right)^2 - 1},$$

$$\psi_M = - \frac{\Omega_M}{N_n} \left[\frac{1}{4} \frac{\Delta \omega_n}{\omega_n} + Q_n^{-1} \sqrt{\left(\frac{h_p}{h_{pc}} \right)^2 - 1} \right].$$

В согласии с результатами эксперимента (рис. 3) НСЧ осциллирующий оказывается отрицательным ($\psi_M < 0$) в отличие от НСЧ исходного квазизвука ($\psi_n > 0$). Расстройкам

$$\Delta \omega_M > \Omega_M Q_M^{-1} \sqrt{\left(\frac{h_M}{h_{Mc}} \right)^2 - 1} \equiv \Delta_M$$

соответствуют метастабильные возбужденные состояния. После срыва колебаний они восстанавливаются при увеличении частоты накачки ω_M в области абсолютной неустойчивости $|\Delta \omega_M| < \Delta_M$, чем объясняется наблюдаемый в эксперименте гистерезис амплитуды осцилляций.

Как показывает эксперимент (рис. 3), в области малых уровней возбуждения имеет место линейная зависимость квадрата амплитуды осцилляций N_M от расстройки $\Delta \omega_M$. Для ее описания достаточно учета кубической нелинейности в уравнении (4). Для больших уровней возбуждения наблюдается заметное отклонение от линейности и срыв метастабильного состояния при увеличении расстройки $|\Delta \omega_M|$. Описание этих явлений требует более полного учета нелинейности уравнения (4) и, возможно, учета нелинейного затухания квазифононов.

Полученные результаты показывают, что двойной параметрический резонанс в применении к нелинейной акустике магнитоупорядоченных кристаллов позволяет выявить качественно новые особенности запорогового состояния параметрических квазизвуковых волн и, в частности, наблюдать последовательности бистабильностей запороговых возбуждений.

В заключение авторы благодарят Н.А.Экономова и Л.М.Крутянского за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. УФН, 1988, 155, 593.
2. Евтихийев Н.Н., Преображенский В.Л., Савченко М.А., Экономов Н.А. Вopr. радиоэлектрон. Сер.общетехн., 1978, № 2, 124.
3. Андрущак Е.А., Евтихийев Н.Н., Погожев С.А. и др. Акуст. журн., 1981, 27, 170.
4. Зауткин В.В., Львов В.С., Орел Б.И., Старобинец С.С. ЖЭТФ, 1977, 72, 272.
5. Ожогин В.И., Якубовский А.Ю., Абрютин А.В., Сулейманов С.М. ЖММ, 1980, 15-18, Part II, 757.
6. Преображенский В.Л., Савченко М.А., Экономов Н.А. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 93.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
1 июня 1990 г.