

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИСТЕМЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ КВАЗИФОНОНОВ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

*A.В.Андрченко, В.Л.Сафонов*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"  
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 ноября 1994 г.

Наблюдено электромагнитное излучение из системы возбужденных квазифононов в  $\text{FeBO}_3$  после выключения импульса монохроматической СВЧ накачки. Частота излучения отличается от частоты возбуждающего поля, а интенсивность излучения имеет немонотонную зависимость от времени. Построена теоретическая модель, позволяющая объяснить экспериментальные данные.

Исследования [1,2] параметрического резонанса магнитоупругих волн (и их квантов – квазифононов) в  $\text{FeBO}_3$  в магнитном СВЧ поле  $h \cos \omega_p t$  позволили получить обширную информацию об этой удобной нелинейной волновой системе. По данным нелинейной магнитной восприимчивости, основным механизмом ограничения поглощения служит нелинейное затухание возбужденных волн. В настоящей работе показано, что существенную роль в формировании неравновесного состояния играют также фазовые корреляции в парах возбужденных квазифононов с частотой  $\omega_k + \omega_{-k} = \omega_p$ . Этот факт установлен нами по особенностям излучения электромагнитных волн квазифононами, возбужденными в образце методом параллельной накачки. Излучение наблюдалось после выключения импульса СВЧ накачки, что позволило исследовать эволюцию этой неравновесной системы в отсутствие внешней вынуждающей силы.

## Эксперимент

Магнитоупругие волны в монокристалле  $\text{FeBO}_3$  возбуждались методом параллельной СВЧ накачки [1] с частотой  $\omega_p/2\pi \simeq 1,2 \text{ ГГц}$  при температурах 77 и 293 К, в магнитном поле  $H = 0 - 500 \text{ Э}$ . Порог параметрического возбуждения регистрировался по характерному сколу, возникающему на СВЧ импульсе, прошедшем через резонатор. СВЧ сигнал детектировался кристаллическим детектором Д603 и подавался на осциллограф. Изучался сигнал, возникавший после окончания СВЧ импульса.

При амплитуде поля накачки ниже пороговой сигнал с детектора на заднем фронте СВЧ импульса, прошедшего через резонатор, за 0,1 мкс уменьшался приблизительно в 6 раз (рис.1). Это связано с тем, что детектируемый сигнал пропорционален числу фотонов в резонаторе, а время затухания фотонов определяется добротностью резонатора  $Q \simeq 300$ . При непосредственном же детектировании СВЧ сигнала от генератора РГ4-04 сигнал с детектора падал за то же время в 30 раз после выключения импульса. Таким образом, при анализе эволюции СВЧ сигнала с детектора на временах  $\tau \geq 0,1 \text{ мкс}$  после выключения накачки этим небольшим затягиванием, обусловленным конечной скоростью срабатывания генератора и детектора, можно пренебречь.

При превышении накачкой порогового поля  $h_c$  за задним фронтом импульса наблюдается излучение из образца (рис.1). Вначале происходит резкое уменьшение СВЧ мощности, прошедшей через резонатор (задний фронт импульса более крутой, чем до порога возбуждения параметрического резонанса

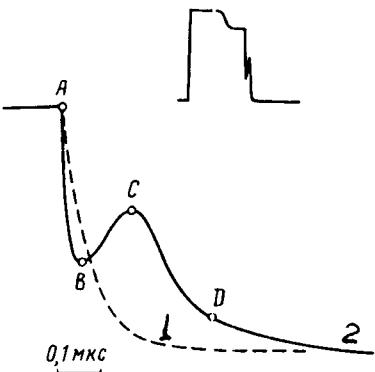


Рис.1

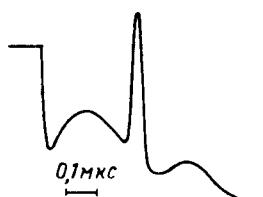


Рис.2

Рис.1. Осциллограммы заднего фронта СВЧ импульса, прошедшего через резонатор: 1 – при  $h \approx 0,9h_c$ ; 2 – при  $h \approx 2h_c$  (окончания обоих импульсов совмещены). Вверху импульс 2 показан полностью.  $H = 37\text{Э}$ ,  $T = 293\text{К}$ . Сдвиг частоты излучения относительной частоты накачки  $\omega_p/2\pi = 1217,4\text{МГц}$  в отмеченных точках равен: 0(A),  $-5\text{МГц}(B)$ ,  $-2\text{МГц}(C)$ ,  $-0,5\text{МГц}(D)$

Рис.2. Осциллограммы заднего фронта СВЧ импульса, прошедшего через резонатор в случае, когда на образец подается еще один короткий СВЧ импульс (узкий пик);  $h \approx 2h_c$ ,  $T = 77\text{К}$ ,  $\omega_p/2\pi = 1210\text{МГц}$

квазифононов). Потом начинается рост сигнала, амплитуда которого достигает максимума через  $\tau_1 = 0,1 - 0,5\text{ мкс}$  после окончания импульса, а затем происходит экспоненциальный спад интенсивности излучения с характерным временем  $\tau_2 \approx 2\tau_1$ . Отметим, что ни время  $\tau_1$ , ни другие характеристики излучения не зависят от длительности СВЧ импульсов и частоты их повторения. Важно только, чтобы за время действия импульса накачки в образце успела развиться параметрическая неустойчивость и установился стационарный уровень поглощения.

Отметим, что о похожем немонотонном поведении электромагнитного излучения из системы параметрически возбужденных спиновых волн в феррите ЖИГ упоминалось в работе [3], однако детальная информация об этом эффекте неизвестна.

Мы провели также измерения характерной частоты излучения (см. точки A, B, C и D на рис.1) и обнаружили, что она меньше частоты поля накачки. Это отличие растет при увеличении надкритичности  $h/h_c$  и быстро уменьшается с ростом статического магнитного поля  $H$ .

Интересно отметить, что немонотонный характер излучения повторится, если к образцу после выключения поля накачки приложить короткий СВЧ импульс (рис.2). Этот эффект, однако, не аналогичен эффекту эха, исследованному Говорковым и Тулиным [4] в системе параметрически возбужденных ядерных спиновых волн в антиферромагнитном  $\text{MnCO}_3$ .

#### Теоретическая модель и обсуждение

Наблюдаемое немонотонное поведение сигнала излучения можно объяснить интерференцией фотонов, находящихся в резонаторе после выключения СВЧ накачки с фотонами, излученными из возбужденного образца. Для описания

эффекта воспользуемся методом классического гамильтонова формализма и обобщим базовую модель теории параметрического резонанса спиновых волн (так называемую,  $S$ -теорию [5,6]). Ранее предполагалось, что роль резонатора сводится лишь к увеличению амплитуды СВЧ поля на исследуемом образце, поэтому поле накачки рассматривалось как классическое. Здесь же мы учтем динамику мод резонатора. На необходимость подобного учета впервые было обращено внимание в работе [7]. Впоследствии в работе [8] было показано, что нелинейная связь фотонов с возбуждаемыми квазичастицами может служить причиной положительного нелинейного затухания последних.

Гамильтониан системы запишем в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \omega_R R^* R + \sum_k \omega_k b_k^* b_k + \frac{1}{2} \sum_k (G_k R b_k^* b_{-k}^* + \text{к.с.}) + \\ & + [F R^* \exp(-i\omega_p t) + \text{к.с.}] + \mathcal{H}_{int}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\omega_R$ ,  $R^*$ ,  $R$  и  $\omega_k$ ,  $b_k^*$ ,  $b_k$  – частоты и комплексные амплитуды мод резонатора и магнитоупругих волн, соответственно;  $G_k = i|G_k|$  – параметр нелинейной связи между фотонами и квазифононами;  $F = F^*$  – параметр поля накачки;

$$\mathcal{H}_{int} = \sum_{k,q} (T_{kq} b_k^* b_k b_q^* b_q + \frac{1}{2} S_{kq} b_k b_{-k} b_q^* b_{-q}^*) + \sum_k T_k^{(R)} R^* R b_k^* b_k \quad (2)$$

– гамильтониан взаимодействия, в котором  $T_{kq}$ ,  $S_{kq}$  и  $T_k^{(R)}$  – соответствующие матричные элементы. Последнее слагаемое в (2), ответственное за нелинейный сдвиг частот резонатора и магнитоупругих волн, рассматривается впервые. Такая нелинейность, как показывает анализ, неизбежно существует в системе. Отметим, что описать эволюцию частоты излучения без рассмотрения этого нелинейного члена не удается.

Запишем уравнения движения с феноменологическими параметрами релаксации:

$$i \left( \frac{d}{dt} + \Gamma \right) R = \delta \mathcal{H} / \delta R^*, \quad i \left( \frac{d}{dt} + \gamma_k \right) b_k = \delta \mathcal{H} / \delta b_k^*,$$

и перейдем к медленным переменным

$$R = \tilde{R} \exp(-i\omega_p t), \quad b_k = c_k \exp(-i\omega_p t/2).$$

Нас интересуют нормальный и аномальный корреляторы:

$$N_k = N_{-k} \equiv < |c_k|^2 >, \quad \sigma_k \equiv < c_k c_{-k} > = N_k \exp[i(\theta_k - \pi/2)],$$

где  $< \dots >$  означает усреднение по индивидуальным фазам волн, а  $\theta_k$  – коллективная переменная, описывающая расфазировку между вынужденными колебаниями среды и полем накачки.

Ограничимся простым случаем – одномодовым приближением для возбужденных магнитоупругих волн. Тогда уравнения движения системы можно записать в виде

$$i \left( \frac{d}{dt} + \Gamma \right) \tilde{R} = -(\omega_p - \tilde{\omega}_R) \tilde{R} - \frac{1}{2} G N_k \exp(i\theta) + F,$$

$$\frac{d}{dt}\theta_k - G[\tilde{R} \exp(-i\theta_k) + \text{к.с.}] = \omega_p - 2\tilde{\omega}_k - 2SN_k, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}N_k + 2\gamma_k N_k = iN_k G[\tilde{R} \exp(-i\theta) - \text{к.с.}],$$

где  $\tilde{\omega}_R \equiv \omega_R + T^{(R)}N_k$  и  $\tilde{\omega}_k \equiv \omega_k + 2TN_k + T^{(R)}|R|^2$  – перенормированные частоты резонатора и квазифононов, соответственно. Из уравнений (3) следует, что наряду с фазовым механизмом (играющим основную роль в  $S$ -теории) ограничение поглощаемой СВЧ мощности осуществляется нелинейным затуханием квазифононов, возникающим при их взаимодействии с резонатором и нелинейным сдвигом частоты резонатора. Причем последние два механизма по оценкам являются определяющими. Интересно отметить, что нелинейное изменение частоты резонатора можно представить как эффективную фазовую расстройку между вынужденными колебаниями среды и полем накачки. Коэффициент нелинейного (радиационного [9]) затухания можно записать в виде

$$\eta_{rd} = G^2/2\Gamma \simeq 2\pi\hbar QV_k^2/v_R, \quad (4)$$

где  $V_k$  – коэффициент связи пары квазифононов с полем накачки  $h$  ( $hV_k \equiv FG/\Gamma$ ,  $h_c V_k = \gamma_k$ ) в резонаторе и  $v_R$  – объем резонатора. Отметим, что оценка  $\eta_{rd}$  по порядку величины согласуется с данными эксперимента [2] по параметрическому возбуждению квазифононов.

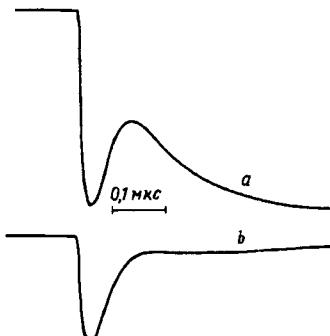


Рис.3. Расчетные осциллограммы заднего фронта СВЧ импульса, прошедшего через резонатор (a) и сдвиг частоты излучения относительно частоты накачки (максимальное отклонение  $-0,15$  МГц) (b);  $h = 2, 2h_c$ ;  $T = S < 0$ ;  $T^{(R)}/|T| = 57$ ;  $\eta_{rd}/|T| = 8$ ;  $\gamma_k = 2\pi \cdot 0,3$  МГц

Мы провели численное моделирование поведения системы (3) в поле накачки и после его выключения. Оказалось, что характер спадания числа фотонов ( $|R|^2$ ) в резонаторе и эволюция частоты электромагнитного излучения из резонатора качественно согласуются с экспериментальными данными для заднего фронта СВЧ импульса (см. рис.3). Тот факт, что максимальный расчетный сдвиг частоты электромагнитного излучения приблизительно на порядок меньше наблюдаемого значения, указывает на изменение параметров  $\gamma_k$ ,  $\eta_{rd}$  и  $S$  за порогом возбуждения магнитоупругих волн.

Итак, нами наблюдено излучение электромагнитных волн системой возбужденных магнитоупругих волн. Немонотонный характер излучения можно объяснить в рамках модели, учитывающей нелинейную связь неравновесных квазифононов с фотонами в резонаторе и фазовую корреляцию пар квазифононов. При этом процессы взаимодействия фотона с парой квазифононов вносят существенный вклад в нелинейное затухание магнитоупругих волн. Процессы рассеяния фотонов на квазифононах приводят к нелинейному сдвигу частот ветви магнитоупругих волн и резонатора.

- 
1. А.В.Андрисенко, Л.В.Поддъяков, ЖЭТФ **95**, 2117 (1989).
  2. А.В.Андрисенко, Л.В.Поддъяков, ЖЭТФ **99**, 313 (1991).
  3. В.С.Жигнюк, Г.А.Мелков, ЖЭТФ **75**, 1756 (1978).
  4. С.А.Говорков, В.А.Тулин, ЖЭТФ **91**, 2332 (1986).
  5. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец, УФН **114**, 609 (1974).
  6. В.С.Львов, Нелинейные спиновые волны. М.: Наука, 1987.
  7. P.H.Bryant, C.D.Jeffries, and K.Nakamura, Phys. Rev. A**38**, 4223 (1988).
  8. V.L.Safonov, J.Magn.Magn.Mater. **97**, L1 (1991).
  9. H.Yamazaki, Y.Yunoki, M.Mino et al., J.Magn.Magn.Mater. **104-107**, 1059 (1992).