

Нелинейное поглощение радиоволн в неколлинеарном антиферромагнетике

А. М. Тихонов⁺¹⁾, Н. Г. Павлов^{+*}

⁺Институт физических проблем им. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 27 января 2014 г.

Исследовано нелинейное поглощение радиоволн (200–800 МГц) в неколлинеарном кубическом антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ в температурном интервале 1.2–4.2 К. Наблюдаемое явление диссипации электромагнитной энергии, по нашему мнению, связано с параметрическим возбуждением неоднородных поверхностных волн на границах антиферромагнитных доменов.

DOI: 10.7868/S0370274X14040110

Множественное вырождение энергии основного состояния неколлинеарного кубического антиферромагнетика $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ позволяет реализовываться в нем многодоменной структуре, которая стабильна в широком диапазоне магнитных полей. В этом письме мы сообщаем об обнаружении нелинейного поглощения радиоволн УКВ-диапазона в марганцевом гранате $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и связываем его с параметрическим возбуждением неоднородных колебаний границ антиферромагнитных доменов.

Гранат переходит в антиферромагнитное состояние при температуре ~ 6.8 К [1]. Согласно нейтронографическим исследованиям в нем (кристаллическая группа симметрии O_h^{10}) реализуется плоская двенадцатиподрешеточная неколлинеарная структура: магнитные моменты Mn^{2+} компланарны плоскости (111) и коллинеарны направлениям [211], [121], [112] (см. рис. 1) [2, 3]. При приложении внешнего магнитного поля \mathbf{H} вдоль направления [001] происходит поворот спиновой плоскости, который заканчивается при достижении внешним полем критической величины $H_c \approx 2.4$ Тл [4, 5].

В обменном приближении магнитная структура граната описывается парой антиферромагнитных векторов \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 ($\mathbf{l}_1 \perp \mathbf{l}_2$ и $l_1^2 = l_2^2 = 1$) [6]. Анализ основного состояния показывает, что оно четырехкратно вырождено по направлениям вектора $\mathbf{n} = [\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2]$, который может быть коллинеарен направлениям $[111]$, $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$ и $[\bar{1}\bar{1}1]$. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ это вырождение сохраняется вплоть до поля фазового перехода H_c , выше которого $\mathbf{n} \parallel [001]$.

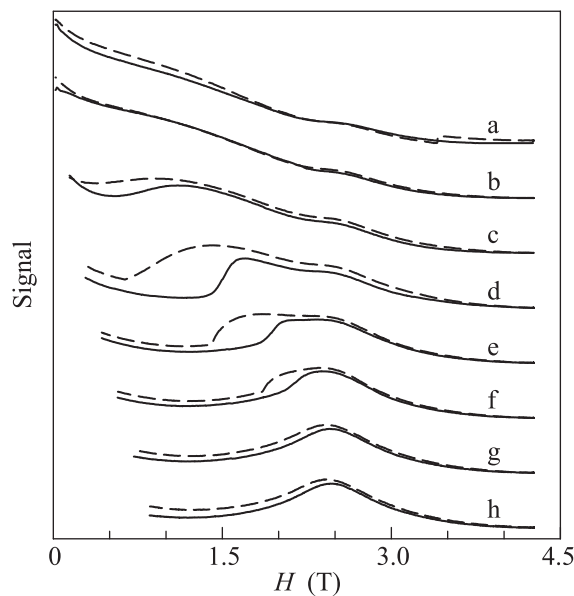


Рис. 1. Зависимости формы сигнала детектора от мощности на частоте 685 МГц в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ и $T = 1.2$ К. Сплошные линии соответствуют развертке магнитного поля соленоида в сторону его увеличения, штриховые – в сторону его уменьшения. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие различному уровню радиочастотной мощности, подводимой к резонансной системе (в дБм): a – 20; b – 19; c – 18; d – 17; e – 16; f – 15; g – 13; h – 10

Таким образом, в кристалле граната возможно существование четырех типов антиферромагнитных доменов с разной ориентацией вектора \mathbf{n} . Доменная

¹⁾e-mail: tikhonov@kapitza.ras.ru

структура сохраняется и при небольшом отклонении поля \mathbf{H} от оси четвертого порядка, пока поле в плоскости (110) составляет $\leq 700 \text{ \AA}$ [4].

Магнитное поле вдоль направления [001] с относительной неоднородностью на размере образца менее 0.1% создавалось сверхпроводящим соленоидом. Монокристаллический образец либо непосредственно погружался в ванну с жидким гелием, либо размещался в вакуумной камере с теплообменным газом ^4He , находящейся в ванне с жидким гелием. Температура $T = (1.2\text{--}4.2) \text{ K}$ контролировалась в эксперименте по давлению насыщенных паров гелия в ванне. В наших экспериментах использовалась широкополосная резонансная система типа разорванное кольцо [7]. Прошедшая мощность, регистрация которой осуществлялась при сканировании магнитного поля на фиксированной частоте ω (ее стабильность в эксперименте $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-5}$) радиочастотного поля \mathbf{h} , детектировалась планарным диодом.

Ранее мы сообщали об исследовании магнитной структуры неколлинеарного антиферромагнетика $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ по спектрам ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ^{55}Mn , которое проводилось в линейном режиме поглощения [5]. В ходе этих экспериментов было обнаружено, что в полях $H < H_c$ в узком частотном диапазоне $\sim 30 \text{ МГц}$ наблюдается три линии ЯМР только при поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$.

В настоящем письме мы сообщаем, что при амплитуде радиочастотного поля выше некоторого порогового значения наблюдается поглощение радиоволн с поляризацией $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ в непрерывном частотном диапазоне 200–800 МГц. Подобного рода спектр не может быть объяснен резонансными свойствами ядерной системы в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ при $H < H_c$.

На рис.1 приведена зависимость формы сигнала детектора от мощности на частоте 685 МГц в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ при температуре 1.2 К. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие различному уровню радиочастотной мощности, подводимой к резонансной системе (в дБм – децибелах относительно уровня в 1 мВт): $a - 20$; $b - 19$; $c - 18$; $d - 17$; $e - 16$; $f - 15$; $g - 13$; $h - 10$. Сплошные линии соответствуют развертке магнитного поля соленоида в сторону его увеличения, а штриховые – в сторону его уменьшения. На всех кривых наблюдается резонансное поглощение в поле $\sim 2.5 \text{ Тл}$, соответствующее ветви низкочастотных электронно-ядерных колебаний в высокополевой фазе марганцевого граната ($H > H_c$). При увеличении мощности накачки выше 15 дБм происходит качественное из-

менение формы сигнала: появляется дополнительное поглощение при $H < H_c$. В интервале от 15 до 18 дБм также наблюдается гистерезис в сканах магнитного поля. Отметим, что для поляризации радиочастотного поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ подобных явлений не наблюдается.

Рис. 2 иллюстрирует эволюцию формы сигнала детектора для поляризации $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ с увеличением

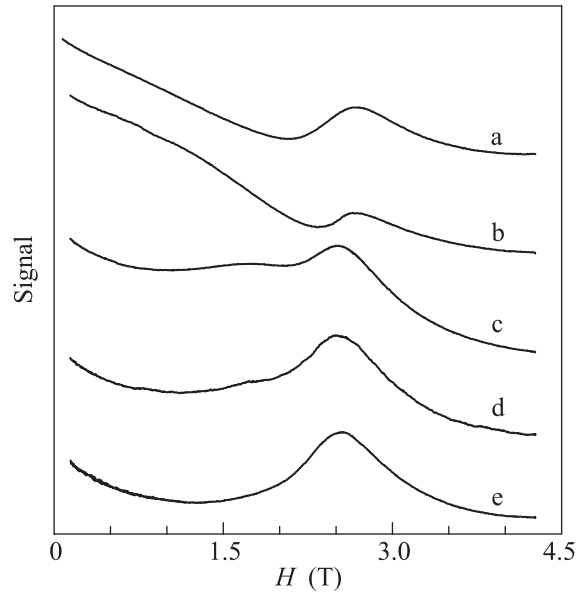


Рис. 2. Температурные зависимости формы сигнала детектора на частоте 530 МГц в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ при постоянной мощности и $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ в температурном диапазоне 1.2–4.2 К. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие следующим температурам (в К): $a - 4.2$; $b - 3.3$; $c - 2.0$; $d - 1.6$; $e - 1.2$

температуры в интервале 1.2–4.2 К. Буквами над кривыми помечены формы сигнала, соответствующие следующим температурам (в К): $a - 4.2$; $b - 3.3$; $c - 2.0$; $d - 1.6$; $e - 1.2$. При 1.2 К и мощности в 10 дБм наблюдается только одно резонансное поглощение в окрестности H_c . С увеличением температуры возникает дополнительный сигнал поглощения. При 4.2 К он наблюдается во всех полях $H < H_c$. При поляризации поля $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ с повышением температуры подобных качественных изменений в форме сигнала не происходит.

Ранее несколькими авторами изучалось параметрическое возбуждение ядерных спиновых волн в объеме кристаллов MnCO_3 и CsMnF_3 в условиях продольной радиочастотной накачки и двойного резонанса [8, 9]. При этом использовалась зависимость положения линии антиферромагнитного резонанса от температуры ядерной магнитной системы. Подобные явления, по-видимому, также можно наблюдать

и в марганцевом гранате, но только в узкой окрестности H_c и при поляризации $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$, отличной от нашей. Более того, при $H < 0.8H_c$ в силу особенностей спектра электронно-ядерных колебаний в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ область частот ядерных магнонов сильно сужается до диапазона 10–40 МГц в окрестности 620 МГц [5]. Таким образом, соответствующая частота параметрической накачки должна составлять > 1200 МГц, что заметно выше радиочастот в нашем эксперименте. Наблюдаемое явление также невозможно объяснить резонансным рождением акустических фононов. Действительно, сечение этого процесса не должно зависеть от H . Следовательно, поглощение наблюдалось бы при $H > H_c$. Однако последнего в эксперименте не обнаружено.

В первом приближении для электронной системы в $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ радиочастотное поле $h(t)$ можно рассматривать как квазистатическое, поскольку его частота ($\omega/2\pi < 1$ ГГц) значительно меньше частот антиферромагнитного резонанса, ветви которого лежат выше 20 ГГц [6]. Плотность магнитной энергии, зависящая от ориентации магнитного поля $\mathbf{H} + \mathbf{h}$ относительно \mathbf{n} , имеет вид

$$\frac{1}{2} (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}) (\mathbf{H} + \mathbf{h}, \mathbf{n})^2, \quad (1)$$

где χ_{\perp} и χ_{\parallel} – компоненты тензора восприимчивости в спиновой плоскости и параллельно направлению \mathbf{n} соответственно. В нашем эксперименте $\mathbf{H} \parallel [001]$, а линейно поляризованное поле \mathbf{h} лежит в плоскости (110). Таким образом, разность в плотностях магнитной энергии доменов с $\mathbf{n}_1 \parallel [111]$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$ составляет (см. рис. 3)

$$(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) Hh(t) \sin 2\alpha, \quad (2)$$

где α – угол между векторами \mathbf{H} и $\mathbf{n}_{1,2}$. Выражение (2) определяет силу, действующую на единицу площади границы между доменами с \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 и вынуждающую ее однородно колебаться.

Аномальное поглощение радиоволн можно рассматривать как параметрическое возбуждение неоднородных колебаний под действием силы (2) [10]. Если $\omega_s(\mathbf{k})$ – частота колебаний поверхности с волновым вектором \mathbf{k} , то поглощение кванта радиочастотного поля может сопровождаться резонансным рождением двух квантов поверхностных волн: $\omega = \omega_s(\mathbf{k}) + \omega_s(-\mathbf{k})$ ($\hbar\omega_s(\mathbf{k}) \approx \hbar\omega/2 \sim 10^{-2}$ К).

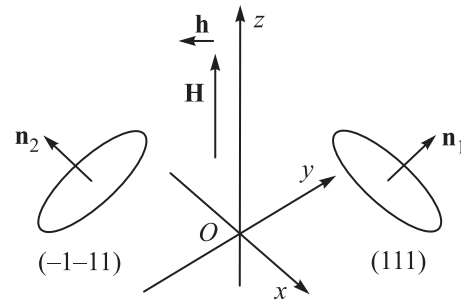


Рис. 3. Постоянное магнитное поле \mathbf{H} ориентировано вдоль оси четвертого порядка граната (направление [001], или ось Oz), а переменная компонента поля \mathbf{h} приложена в плоскости (110), или (xy) . На единицу площади границы доменов с $\mathbf{n}_1 \parallel [111]$ и $\mathbf{n}_2 \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$ действует сила $(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) Hh(t) \sin 2\alpha$

Подчеркнем, что рис. 2 демонстрирует уменьшение порогового значения мощности параметрического возбуждения доменных границ с ростом T . При этом с возрастанием температуры также падает и вынуждающая сила (2) из-за уменьшения разности восприимчивостей χ_{\perp} и χ_{\parallel} [4]. Таким образом, с ростом T эффективное затухание в системе сильно понижается.

Авторы благодарны Б.В. Миллю за предоставление монокристаллов марганцевого граната, а также В.И. Марченко за полезные обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

1. Т. В. Валянская, В. П. Плахтий, В. И. Соколов, ЖЭТФ **70**, 2277 (1976).
2. W. Prandl, Phys. Stat. Sol. B **55**, K159 (1973).
3. A. Gukasov, V. P. Plakhty, B. Dorner, S. Yu. Kokovin, V. N. Syromyatnikov, O. P. Smirnov, and Yu. P. Chernenkov, J. Phys.: Cond. Matt. **11**, 2869 (1999).
4. З. А. Казей, Н. П. Колмакова, М. В. Леванидов, Б. В. Миль, В. И. Соколов, ЖЭТФ **92**, 2277 (1987).
5. А. М. Тихонов, Н. Г. Павлов, О. Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ **96**, 568 (2012).
6. Л. А. Прозорова, В. И. Марченко, Ю. В. Красняк, Письма в ЖЭТФ **41**, 522 (1985).
7. А. Ю. Семанин, Г. Д. Соколов, А. М. Тихонов, ПТЭ **1**, 100 (2011).
8. С. А. Говорков, В. А. Тулин, ЖЭТФ **82**, 1234 (1982).
9. А. В. Андриенко, В. Л. Сафонов, А. Я. Якубовский, ЖЭТФ **93**, 907 (1987).
10. В. И. Марченко, частное сообщение.