

## НАБЛЮДЕНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СПИНОВЫХ ВОЛН В $\text{FeVO}_3$

*Б.А.Котюжанский, Л.А.Прозорова*

Наблюдено параметрическое возбуждение спиновых волн в  $\text{FeVO}_3$  методом параллельной накачки на  $\nu_p = 35$  Гц при  $T = 1,2 \pm 4,2$  К. Обнаружена тонкая структура на зависимости поглощаемой образцом мощности от магнитного поля, обусловленная размерным эффектом.

Из статических [1] и резонансных [2] исследований следует, что  $\text{FeVO}_3$  представляет собой легкоплоскостной антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом. Благодаря высокой температуре Нееля ( $T_N = 348$  К) [1] и прозрачности для видимого света  $\text{FeVO}_3$  стал одним из основных объектов для изучения элементарных возбуждений. Ветлингом и Янтцем изучалось мандельштам-бриллюэновское рассеяние света на тепловых магнонах [3] и фононах, параметрически возбужденных через однородную прецессию магнитных моментов в  $\text{FeVO}_3$  [4]. Однако, до сих пор в этом веществе не удавалось возбудить спиновые волны.

В настоящей работе сообщается о параметрическом возбуждении спиновых волн в  $\text{FeVO}_3$  методом параллельной накачки.

Использованные нами монокристаллы  $\text{FeVO}_3$  представляли собой естественно ограниченные тонкие шестиугольные пластинки. Плоскость роста  $\text{FeVO}_3$  совпадает с базисной плоскостью кристалла. Монокристаллы были выращены в Институте физики СО АН СССР.

Эксперименты проводились при температурах жидкого гелия ( $1,2 \pm 4,2$  К) на спектрометре прямого усиления [5] с частотой накачки  $\nu_p = 35$  ГГц.

Образец помещался в высокодобротный ( $Q = 16000$ ) резонатор. Чтобы избежать упругих натяжений, к которым монокристаллы  $\text{FeVO}_3$  очень чувствительны [2], образец крепился ко дну резонатора с помощью кармашка из папиросной бумаги.

При параметрическом возбуждении методом параллельной накачки возбуждаются спиновые волны низкочастотной ветви, спектр которой в легкоплоскостном антиферромагнетике описывается формулой [6]

$$(\nu_{1k}/\gamma)^2 = H(H + H_D) + H\Delta + a_{\parallel}^2 k_{\parallel}^2 + a_{\perp}^2 k_{\perp}^2, \quad (1)$$

где  $\nu_{1k}$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$  — константы неоднородного обмена соответственно вдоль и перпендикулярно главной оси кристалла,  $H\Delta$  — щель в спектре спиновых волн, определяемая в  $\text{FeVO}_3$  магнитоупругим взаимодействием [2]. Для  $\text{FeVO}_3$   $\gamma = 2,8$  ГГц/кЭ,  $H_D (T \rightarrow 0) = 100$  кЭ и  $H^2 = 4,9$  кЭ<sup>2</sup> при  $T = 4,2$  К [2]. В (1) мы опустили член, описывающий гексагональную анизотропию в базисной плоскости, так как в [2] не сообщается о ее наблюдении. Однако, следует иметь в виду, что на малых частотах ( $\nu_{1k} \sim 17$  ГГц) она может заметно влиять на спектр.

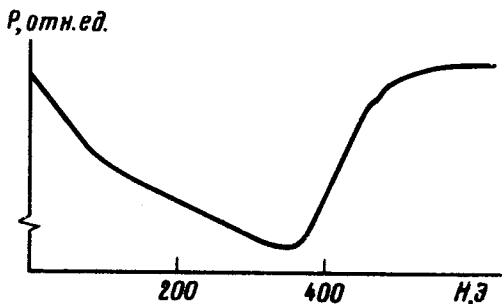


Рис.1. Запись на самописце прошедшей через резонатор с образцом СВЧ мощности  $P$  при  $P \gg P_c$

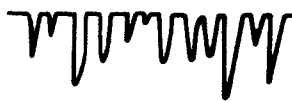


Рис.2. Запись на самописце прошедшей через резонатор СВЧ мощности  $P$  при  $P$  близком к  $P_c$

Исследования показали, что при превышении некоторого порогового значения СВЧ поля  $h_c$  в кристалле возникало поглощение в диапазоне статических полей, соответствующих возбуждению спиновых волн с частотой  $\nu_{1k} = \nu_p/2$  (см. рис.1) т.е. при  $H \leq H_c$ , где  $H_c$  определяется по формуле (1) при  $k = 0$ . Величина порогового поля  $h_c$  слабо менялась с температурой и уменьшалась при увеличении магнитного поля  $H$ . Минимальное значение  $h_c$  составляло  $\approx 0,2$  Э. По величине  $h_c$  можно по фор-

$$h_c = \nu_p \Delta \nu_{1k} / \gamma^2 (2H + H_D) \quad (2)$$

вычислить величину релаксации возбуждаемых спиновых волн  $\Delta \nu_{1k} \approx 4,5$  МГц.

$(\Delta H d)^2 \cdot 10^4, \text{ Э}\cdot\text{см}$

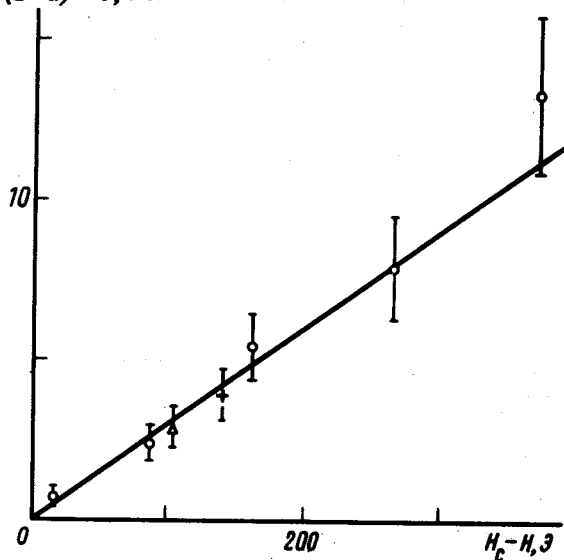


Рис.3. Зависимость приведенного к одной толщине: пластинки интервала между пиками  $\Delta H$  от магнитного поля: ● —  $d = 0,5$ ; ▲ —  $0,49$  и + —  $0,08$  мм

Возбуждение спиновых волн имело жесткий характер [8], причем величина выключающейся части релаксации росла с уменьшением температуры и доходила до  $\sim 70\%$  от  $\Delta \nu_{1k}$ .

Кроме того наблюдали, что в некотором диапазоне полей  $H_1 \leq H \leq H_c$  зависимость прошедшей через резонатор с образцом мощности от статического магнитного поля при малых превышениях порогового поля  $h_c$  является не монотонной функцией, а имеет провалы резонансной формы при определенных значениях  $H$ . На рис.2 приведен в качестве примера небольшой участок зависимости  $h_c(H)$ . С уменьшением температуры диапазон полей, в котором наблюдается немонотонность расширяется ( $H_1$  уменьшается) вплоть до нулевых полей, а положение каждого отдельного провала остается неизменным.

Наблюдаемое явление можно объяснить дополнительными условиями, накладываемыми границами образца на возбуждаемые спиновые волны, приводящими к известным правилам отбора.

$$N \lambda / 2 = d, \quad (3)$$

где  $d$  — толщина пластинки и  $\lambda = 2\pi/k$  — длина волны. В нашем эксперименте возбуждались спиновые волны с  $k \sim 10^4 + 10^5 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует  $N \sim 10^3$ .

Аналогичный размерный эффект наблюдался при параметрическом возбуждении спиновых волн в ЖИГе [9, 10]

Из (1) и (3) следует, что интервал между соседними пиками  $\Delta H$  должен определяться зависимостью

$$\Delta H^2 = (2\pi a_i / d)^2 (H_c - H) / H_D, \quad (4)$$

где  $a_i$  — соответствующая составляющая  $a$ . Поскольку  $d$  — размер образца вдоль главной оси, в качестве  $a_i$  в (4) следует брать  $a_{||}$ .

Измерения проводились на трех образцах с толщинами 0,5; 0,49 и 0,08 мм. На рис.3 приведены результаты эксперимента в координатах  $(\Delta H d)^2$  от  $H$ . Полученная линейная зависимость подтверждает сделанное предположение.

Из экспериментальных данных можно определить константу неоднородного обмена  $a_{||}$ . Полученное значение  $a_{||} = 8,8 \cdot 10^{-2}$  э. см  $\pm 5\%$  согласуется со значением  $a_{||} = 8,7 \cdot 10^{-2}$  э. см, определенным в [3] по рассеянию света при  $T = 77$  К и пересчитанным к  $T = 4,2$  К.

Авторы признательны А.С.Боровику-Романову за обсуждение результатов и Ю.М.Бунькову за предоставление монокристаллов  $FeVO_3$ .

Институт кристаллографии  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 июля 1980 г.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

### Литература

- [1] А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин, Ю. Ф.Попов, В.Н.Селезнев, В.В.Усков. ФТТ, 14, 214, 1972.
- [2] Л.В.Великов, А.С.Прохоров, Е.Г.Рудашевский, В.Н.Селезнев. ЖЭТФ, 66, 1847, 1974.
- [3] W.Jantz, W.Wetling. Appl. Phys., 15, 399, 1978.
- [4] W.Wetling, W.Jantz, C.E.Patton. J. Appl. Phys., 50, 2030, 1979.
- [5] Б.Я. Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 62, 2199, 1972.
- [6] А.С.Боровик-Романов. ЖЭТФ, 36, 75, 1959.
- [7] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 58, 2079, 1970.
- [8] В.В.Кведер, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 63, 2205, 1972.
- [9] W.Jantz, J.Schneider. Sol. State Comm., 9, 69, 1971.
- [10] W.Jantz, J.Schneider, B.Andlauer. Sol. State Comm., 10, 937, 1972.