

ЭФФЕКТ НАМАГНИЧИВАНИЯ FeVO_3 СВЧ-НАКАЧКОЙ

Л. Е. Свистов^{a,b}, Х. Беннер^a

^a *Institut für Festkörperphysik, TH-Darmstadt
D-64289, Darmstadt, Federal Republic of Germany*

^b *Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
117333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 октября 1998 г.

Исследовано изменение магнитного момента кристалла FeVO_3 при возбуждении в нем антиферромагнитного резонанса. Для этого использовался СКВИД-магнитометр, скомбинированный с СВЧ-спектрометром. В области температур $T > 15$ К наблюдалось уменьшение полного магнитного момента образца при возбуждении в нем антиферромагнитного резонанса. В области гелиевых температур наблюдался стимулированный рост магнитного момента образца. Такое намагничивание образца может быть качественно объяснено, если предположить, что в условиях антиферромагнитного резонанса помимо магновов линейно возбуждаются магнитоупругие моды с большими волновыми числами. Эффективное возбуждение магнитоупругих мод в условиях антиферромагнитного резонанса подтверждено экспериментально наблюдением размерного эффекта на тонких монокристаллических пластинах FeVO_3 высокого качества.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследовался электронный спиновый резонанс антиферромагнитного FeVO_3 . В этих экспериментах одновременно измерялась поглощаемая образцом СВЧ-мощность и сопутствующее изменение полного магнитного момента образца.

Изменение магнитного момента образца формируется всеми неравновесными возбуждениями образца, вызванными как непосредственно СВЧ-накачкой, так и «вторичными» квазичастицами, получающимися в результате процесса релаксации первых. Одновременный анализ поглощаемой образцом СВЧ-мощности и соответствующего изменения магнитного момента образца δM позволяет получить информацию о природе возбуждаемых квазичастиц и о механизме их релаксации.

Поскольку измеряемая величина δM имеет интегральный характер, такой анализ эффективен для веществ с известным спектром возбуждений. Для магнитоупорядоченных веществ такие измерения были проведены для соединений с хорошо изученным спектром возбуждений, таких как никелиевый феррит [1], железиттриевый гранат [2], а также антиферромагнетики с магнитной анизотропией типа «легкая» плоскость (CoCO_3 , FeVO_3 и MnCO_3), в которых возбуждались магноны, ядерные магноны и магнитоупругие колебания [3–7].

Свойства антиферромагнетика с магнитной анизотропией типа «легкая» плоскость FeVO_3 ($T_N = 348$ К) хорошо изучены и во многом определяются магнитоупругим взаимодействием. Магнитоупругое взаимодействие приводит к связи магнитных и упругих возбуждений. Поэтому нормальные моды (квазимагноны и квазифононы) содержат как упругие, так и магнитные компоненты. В спектре квазимагновов появляется дополнительная щель, а квазифононная ветвь становится зависящей от величины

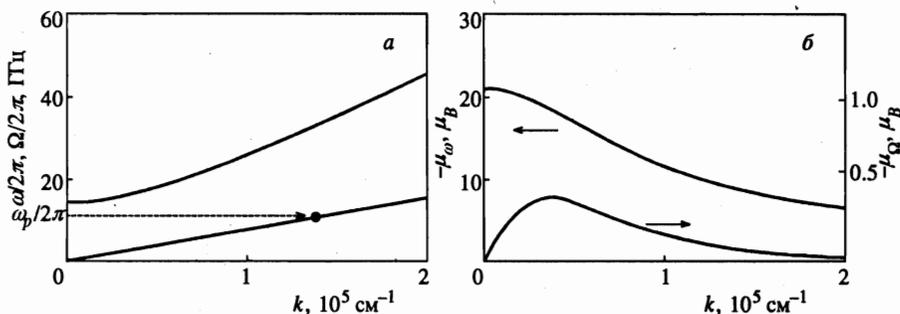


Рис. 1. *a* — Спектры квазимагнонов и квазифононов с волновыми векторами, направленными вдоль оси C_3 кристалла, и с поляризацией квазифононов параллельной H . *б* — Зависимости величины изменений магнитного момента образца при возбуждении одного квазимагнона и квазифонона от волнового вектора. Зависимости получены по формулам (1)–(3) при значении магнитного поля $H = 200$ Э

статического магнитного поля. Спектры низкочастотной ветви квазимагнонов (ω_k) и акустической ветви квазифононов (Ω_k), вычисленные для бесконечного кристалла (что позволяет ограничиться рассмотрением магнитоупругой связи магнонов и фононов с одинаковыми волновыми векторами), имеют вид [8–10]

$$\omega_k = \gamma[H(H + H_D) + H_\Delta^2 + (\alpha k)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

$$\Omega_k = c_e k \cdot [1 - (\gamma H_\Delta \xi / \omega_k)^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где H — статическое магнитное поле, направленное в «легкой» плоскости кристалла; $\gamma = g\mu_B/\hbar = 17.8 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \text{ кЭ}^{-1}$ — гиромангнитное отношение; $H_D \approx 100 \text{ кЭ}$ — поле Дзялошинского; γH_Δ — магнитоупругая щель в спектре спиновых волн ($H_\Delta \approx 1,9 \text{ кЭ}$); $\alpha \approx 0.8 \cdot 10^{-5} \text{ кЭ} \cdot \text{см}$ — феноменологическая обменная константа, пропорциональная обменному полю $H_E = 2.6 \cdot 10^6 \text{ Э}$. Скорость звука c_e и коэффициент ξ , описывающий эффективность линейного взаимодействия магнонов и фононов, зависят от направления волнового вектора и поляризации квазифононов. Значения констант приведены для области низких температур, далекой от T_N .

На рис. 1*a* представлены спектры квазимагнонов и квазифононов с волновыми векторами, направленными вдоль оси C_3 кристалла, и с поляризацией квазифононов параллельной H . Для таких квазифононов $c_e \approx 4.8 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $H_\Delta \xi \approx 2 \text{ кЭ}$. (Значения всех упругих и магнитоупругих констант FeVO_3 приведены, например, в [11].) На рис. 1*б* приведены величины уменьшения магнитного момента образца, вызванного возбуждением одного квазимагнона ω_k или квазифонона Ω_k , в зависимости от волнового вектора, полученные из (1), (2) по формуле

$$\mu_k = -\partial \varepsilon_k / \partial H, \quad (3)$$

где $\varepsilon_k = \hbar \omega_k / 2\pi$ для квазимагнонов или $\varepsilon_k = \hbar \Omega_k / 2\pi$ для квазифононов (\hbar — постоянная Планка).

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА

Согласно [12] спектр возбуждений FeVO_3 чувствителен к внутренним напряжениям кристалла. Поэтому образцы, выращенные в виде тонких пластинок (толщиной 20–150 мкм), исследовались методом дифракционной рентгеновской топографии (методом Ланга) в излучении, соответствующем линии $\text{MoK}_{\alpha 1}$. Отбирались образцы, дающие однородное изображение без блочных участков и дислокаций. Такие образцы помещались в конверты из папиросной бумаги и приклеивались к ним в двух «точках». Приготовленные таким образом образцы приклеивались за торец конверта в петлю коаксиальной линии или в резонатор. Такой метод крепления использовался, для того чтобы избежать деформаций, вызванных прямой приклейкой. Толстые образцы приклеивались за торец кристалла.

Для измерения изменения магнитного момента образца (δM) при воздействии на него магнитного СВЧ-поля был изготовлен прибор, представляющий собой комбинацию СКВИД-магнитометра и СВЧ-спектрометра [6, 7]. Схема прибора изображена на рис. 2. Прибор состоял из двух сосудов Дюара. Внешний сосуд, заполненный жидким гелием, содержал ячейку СКВИД-магнитометра, дифференциальный трансформатор потока, сверхпроводящий соленоид, работающий в закороченном режиме. Во внутренний сосуд Дюара помещался образец и система, подводящая СВЧ-мощность. Внутренний сосуд Дюара был металлическим, чтобы предотвратить прямое воздействие СВЧ-мощности на ячейку СКВИД-магнитометра. Внутренний сосуд Дюара заполнялся теплообменным газом гелия или же жидкими азотом или гелием. Рабочий диапазон полей прибора составлял 0–450 Э. Прибор позволял измерять изменение магнитного момента образца с точностью $5 \cdot 10^{-7}$ Э·см³.

Магнитное СВЧ-поле на образце создавалась либо петлей, являющейся нагрузкой коаксиальной линии, либо в коаксиальных (в диапазоне частот 7–10 ГГц) или спираль-

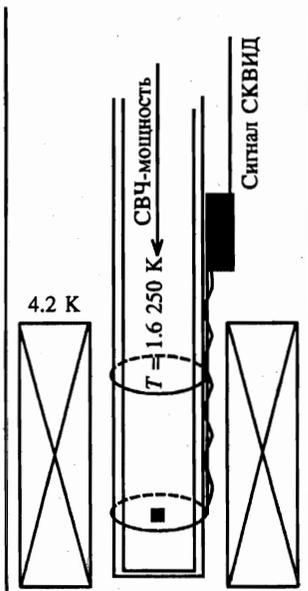


Рис. 2. Схема прибора

ных (0.5–1.2 ГГц) резонаторах.

Использование коаксиальной линии, нагруженной на петлю, позволяет в одном эксперименте возбуждать СВЧ-поле в широком диапазоне частот. Однако амплитуда поля на образце зависит от частоты, и определение его величины при такой постановке эксперимента затруднительно.

Для получения количественных результатов использовался набор резонаторов. Измерения проходящей через резонатор и отраженной от него мощности, а также его параметров позволяют определить поглощенную образцом СВЧ-мощность и оценить величину магнитного СВЧ-поля на образце.

Во всех экспериментах ВЧ-поле h и статическое поле H были взаимноперпендикулярны и лежали в плоскости «легкого» намагничивания кристалла.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 3 приведен результат измерения δM при воздействии на образец магнитным СВЧ-полем, создаваемым петлей, являющейся нагрузкой коаксиальной линии. По оси абсцисс отложено напряжение, пропорциональное частоте СВЧ-генератора, работающего в режиме качания частоты. Видно, что магнитный момент образца чувствителен к СВЧ-воздействию в области низких частот и в области 7–10 ГГц. Наличие большого числа пиков в приведенной зависимости связано с возбуждением резонансов в волноводной линии. Естественно связать низкочастотный отклик (рис. 3а) с возбуждением магнитоупругих мод. Высокочастотный пик (рис. 3б) близок к частоте антиферромагнитного резонанса, вычисленной по формуле (1). Такие кривые были измерены при различных значениях магнитного поля H и температуры T .

На рис. 4 приведены зависимости значений δM от величины статического магнитного поля для различных частот при температурах 135 и 4.2 К.

В области «высоких» температур магнитный момент образца при воздействии на

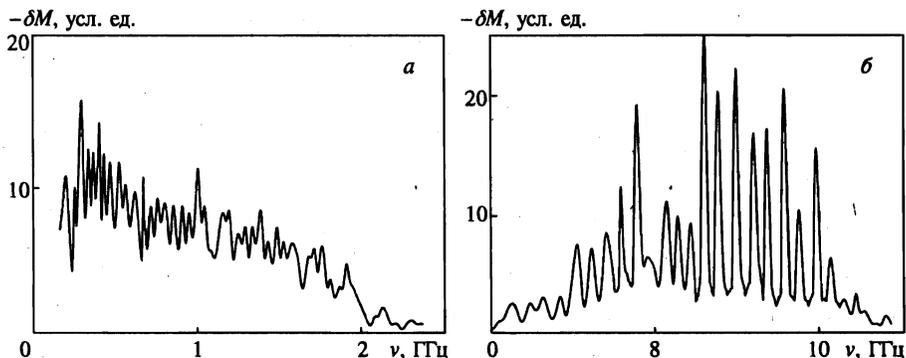


Рис. 3. Изменение магнитного момента образца δM при воздействии на него магнитным СВЧ-полем, создаваемым петлей, являющейся нагрузкой коаксиальной линии. По оси абсцисс отложено напряжение, пропорциональное частоте СВЧ-генератора. Магнитный момент образца чувствителен к накачке СВЧ-полем в области низких частот (а) и в области 7–10 ГГц (б). Осциллирующий характер приведенной зависимости связан с возбуждением резонансов в волноводной линии. $H = 200$ Э, $T = 77$ К

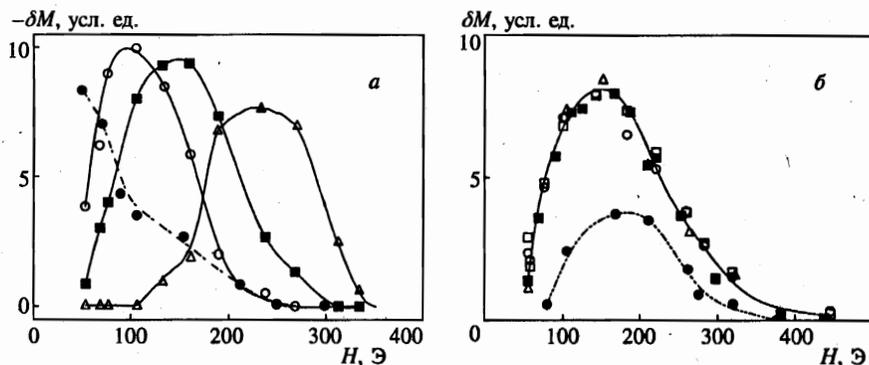


Рис. 4. Изменение магнитного момента образца δM при воздействии на него магнитным СВЧ-полем в зависимости от величины статического поля H при различных значениях частот и температур: a — $T = 135$ К, $\nu = 8.00$ ГГц (○), 9.23 ГГц (■), 10.28 ГГц (△); $T = 32$ К, $\nu = 8.00$ ГГц (●); b — $T = 4.2$ К, $\nu = 8.00$ ГГц (○), 9.00 ГГц (△), 11.00 ГГц (□), 12.24 ГГц (■), 1.00 ГГц (●). В области «низких» температур величина δM положительна, в области «высоких» отрицательна

образец магнитного СВЧ-поля уменьшается (рис. 4а). Зависимость δM от магнитного поля имеет резонансную особенность, которая при увеличении частоты сдвигается в сторону больших значений поля. Такое поведение находится в соответствии со спектром антиферромагнитного резонанса, вычисленным по формуле (1). При понижении температуры резонансная особенность сдвигается в область меньших полей.

Неожиданный результат получен в области гелиевых температур (рис. 4б). Магнитный момент образца при воздействии на него магнитного СВЧ-поля возрастал как в области низких частот, соответствующих эффективному возбуждению магнитоупругих мод, так и в области частот близких к частоте антиферромагнитного резонанса. Зависимость $\delta M(H)$ в области низких температур (с точностью эксперимента) не зависела от частоты (рис. 4б).

Отметим сразу, что температурная зависимость магнитного момента образца исследовалась экспериментально. Во всем исследованном нами диапазоне полей с увеличением температуры магнитный момент образца уменьшался. Таким образом, тривиальный перегрев кристалла не может служить объяснением наблюдаемого эффекта.

Изменение полного момента образца во всех описываемых здесь экспериментах не превышало $5 \cdot 10^{-4}$ от его значения. При таких слабых воздействиях значение δM было пропорционально подаваемой на образец СВЧ-мощности в исследуемой области полей и температур.

На рис. 5 приведена зависимость δM от температуры при воздействии на образец магнитного СВЧ-поля с частотой 730 МГц и 8.5 ГГц. Изменение знака δM происходит при температуре $T \approx 8-10$ К.

На рис. 6 представлена полевая зависимость СВЧ-мощности, прошедшей через коаксиальный резонатор, настроенный на частоту 7.8 ГГц. Образец в виде тонкой пластины толщиной 114 мкм помещен в пучность магнитного СВЧ-поля. На зависимости прошедшей через резонатор СВЧ-мощности виден ряд резонансных особенностей.

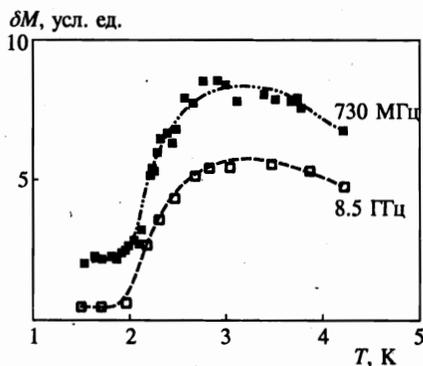


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость δM от температуры при воздействии на образец магнитным СВЧ-полем с частотой 730 МГц (■) и 8.5 ГГц (□)

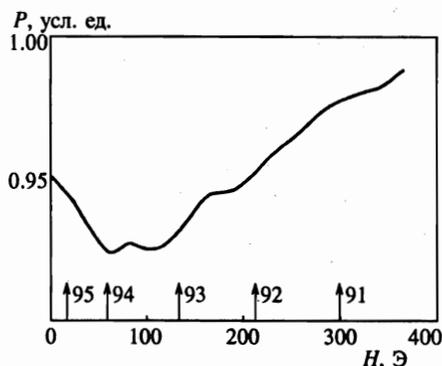


Рис. 6

Рис. 6. Полевая зависимость СВЧ-мощности, прошедшей через коаксиальный резонатор. Образец имеет форму тонкой пластины размером $1 \times 1.5 \times 0.114$ мм³. Стрелками отмечены значения статических полей, при которых частота накачки $\nu = 7.8$ ГГц совпадает с частотой стоячей магнитоупругой волны, рассчитанной по формуле (2). Числа у стрелок — количество полувольт, укладываемых на толщине образца при выполнении резонансных условий

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В работе [7] было исследовано изменение магнитного момента образца при возбуждении в нем квазиупругих колебаний с частотами 0.1–2 ГГц. Квазиупругие возбуждения создавались в образце тремя разными способами: 1) контактным способом с помощью пьезопреобразователя, 2) переменным СВЧ-полем, действующим на частоте магнитоупругих резонансов кристалла, 3) параметрически, методом параллельной накачки. При всех трех способах были обнаружены одинаковые полевые зависимости изменения магнитного момента образца при возбуждении в нем квазиупругих мод. В области азотных температур суммарный магнитный момент образца уменьшался при возбуждении в нем неравновесных квазиупругих колебаний. Измеренная величина δM совпадала с оценкой, полученной в предположении, что вторичные квазичастицы не вносят заметного вклада в изменение полного магнитного момента, или другими словами, что релаксация неравновесного пакета к тепловому уровню проходит одноступенчато. При гелиевых температурах был обнаружен эффект намагничивания образца при возбуждении в нем квазиупругих мод. Такой эффект стимулированного намагничивания кристалла фононной накачкой в антиферромагнетиках с сильным магнитоупругим взаимодействием был предсказан теоретически в работе [13]. Этот эффект связан с тем, что в области низких температур процесс релаксации неравновесного пакета фононов проходит многоступенчато.

Как экспериментально показано в работе [14], трехчастичное магнон-фононное взаимодействие (магнон + фонон = магнон) в FeVO_3 в области низких температур является самым эффективным. Характерной особенностью этого процесса является то, что он не меняет полного числа магнонов. В состоянии равновесия заселенности определя-

ются распределением Бозе—Эйнштейна. При наличии фононной накачки и эффективного трехчастичного магнон-фононного взаимодействия следует ожидать выравнивания заселенностей возбуждений с разными частотами. Таким образом, фононная накачка будет приводить к переносу термических магнонов со дна зоны в область больших частот. Как видно на рис. 1, магнитный момент, соответствующий возбуждению одного магнона, убывает с его частотой, поэтому такое перераспределение приводит к увеличению полного магнитного момента образца. Конечно, такое увеличение должно быть меньше редукции магнитного момента образца, связанного с наличием тепловых магнонов.

В обсуждаемых экспериментах рассчитанное уменьшение магнитного момента образца, связанное с тепловыми равновесными возбуждениями, по крайней мере в 20 раз превышало наблюдаемое увеличение магнитного момента образца при воздействии на него СВЧ-мощности. Уменьшение эффективности намагничивания образца в области низких температур $T < 3$ К (рис. 5), по-видимому, является следствием уменьшения числа тепловых магнонов (или, другими словами, следствием того, что эффективность трехчастичного магнон-фононного взаимодействия уменьшается с температурой [14]).

Если возрастание магнитного момента образца при возбуждении в нем магнитоупругих мод может быть объяснено, то возрастание магнитного момента образца при возбуждении в нем магнитных колебаний объяснить не удастся.

По всей видимости, в области малых полей (где магнитоупругое взаимодействие наиболее эффективно) вблизи частоты антиферромагнитного резонанса наиболее эффективно возбуждается не магнонная ветвь, а магнитоупругие моды с большими волновыми векторами. На рис. 1 стрелкой указаны квазифононы, которые, на наш взгляд, эффективно возбуждаются при воздействии на образец магнитного СВЧ-поля на частоте ω_p , близкой к частоте антиферромагнитного резонанса.

Эффективность линейного возбуждения магнитоупругих мод образца, с одной стороны, должна убывать с ростом волнового числа и резонансно возрастать при совпадении частот магнонных и упругих мод. Поэтому можно ожидать эффективного линейного возбуждения магнитоупругих мод как в области малых частот, так и вблизи частоты антиферромагнитного резонанса.

Линейное возбуждение магнитоупругих мод в ферромагнетиках конечных размеров в условиях ферромагнитного резонанса теоретически исследовалось в работе [15]. Экспериментально разделить поглощение СВЧ-мощности, связанное с возбуждением квазимагнонных и квазиупругих мод, сложно, и, видимо, поэтому экспериментально этот эффект ранее не исследовался.

Экспериментальным подтверждением высказанной гипотезы является наличие резонансных особенностей на линии поглощения, измеренной на образце, имеющем форму тонкой пластины (рис. 6). При такой форме образца собственные частоты магнитоупругих колебаний распределены неравномерно по частоте. Их плотность максимальна вблизи частот, соответствующих стоячим магнитоупругим волнам в бесконечной пластине. Результаты расчета значений статических полей, при которых частота накачки совпадает с частотой стоячей магнитоупругой волны в бесконечной пластине такой толщины, показаны на рис. 6 стрелками. Расчеты проведены по формуле (2) для магнитоупругих волн, наиболее сильно связанных с магнитным СВЧ-полем. Отметим, что для кристалла конечных размеров ситуация гораздо сложнее и возбуждение магнитоупругих мод с другими поляризациями может быть не менее эффективно.

Тем не менее рассчитанные и измеренные расстояния между резонансами удовлет-

ворительно согласуются. Приведенные на рис. 6 значения резонансных полей получены в результате подгонки при вариации толщины пластины в пределах одного процента. При этом рассчитанное значение номера каждого резонанса N определено с точностью $N \pm 3$.

В рамках предложенной гипотезы можно сделать оценку снизу времени релаксации неравновесного распределения магнонов к термодинамически равновесному. Для этого были измерены абсолютные величины поглощенной образцом СВЧ-мощности и соответствующее изменение магнитного момента. Так, при температуре 4.2 К при поглощении образцом СВЧ-мощности $P_a = 30$ мкВт с частотой 8 ГГц наблюдалось увеличение магнитного момента образца на $7.5 \cdot 10^{-7}$ Гс·см³.

Характерное время релаксации неравновесного распределения магнонов к термодинамически равновесному можно оценить по формуле

$$\tau = \frac{\delta M}{\mu} \frac{h\nu}{P_a},$$

где μ — характерное увеличение магнитного момента образца при перебросе магнона с частотой ν в область больших частот: $\nu + 8$ ГГц. Как видно на рис. 1 каждый акт переброса магнона с частотой ν в область больших частот $\nu + 8$ ГГц приводит к увеличению магнитного момента образца не более чем на пять магнетонов Бора. Поглощенная образцом мощность P_a , деленная на энергию одного возбуждения $h\nu$, является оценкой числа перебросов в единицу времени. Подставляя экспериментальные значения δM и P_a , получаем $\tau \simeq 3$ мкс. Эта оценка является оценкой снизу и справедлива только при условии, что трехчастичный магнон-фононный процесс является наиболее эффективным.

Возможно, что обсуждаемое перераспределение тепловых магнонов является причиной явления «жесткости» параметрического возбуждения магнонов в FeVO₃ [16]. В пользу этого говорит тот факт, что явление жесткости удается насытить при дополнительном воздействии на образец СВЧ-накачки ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$), действующей вблизи частоты антиферромагнитного резонанса [16]. Интересно, что «жесткий» характер параметрического возбуждения магнонов восстанавливается примерно через 100 мкс после выключения дополнительной накачки [16]. По всей видимости, это время определяется временем релаксации системы магнонов, обсуждаемым в [7] и в настоящей работе.

Авторы благодарят за полезные обсуждения Л. А. Прозорову, А. И. Смирнова, И. Л. Смольского, Ю. С. Кившара. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16575) и стипендии Александра фон Гумбольдта.

Литература

1. N. Bloembergen and S. Wang, *Phys. Rev.* **93**, 72 (1954).
2. H. Le Gall and J. P. Jamet, in *Proc. of the International Conference on Magnetism*, I (II), Moscow (1973), p. 20.
3. А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнс, А. А. Панков, *ЖЭТФ* **70**, 1924 (1976).
4. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, *ЖЭТФ* **85**, 1461 (1983).

5. Л. Е. Свистов, ЖЭТФ 99, 1612 (1991).
6. L. E. Svistov, J. Löw, and H. Benner, J. Phys.: Condens. Matter 5, 4215 (1993).
7. L. E. Svistov, V. L. Safonov, J. Löw, and H. Benner, J. Phys.: Condens. Matter 6, 8051 (1994).
8. А. С. Боровик-Романов, Е. Г. Рудашевский, ЖЭТФ 47, 2095 (1964).
9. Е. А. Туров, В. Г. Шавров, ФТГ 7, 217 (1965).
10. И. Е. Дикштейн, В. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, ЖЭТФ 67, 816 (1974).
11. А. В. Андриенко, Л. В. Подьяков, В. Л. Сафонов, ЖЭТФ 74, 579 (1992).
12. Л. Е. Свистов, В. Л. Сафонов, К. Р. Хачеватская, ЖЭТФ 112, 564 (1997).
13. В. П. Семиноженко, В. Л. Соболев, ФНТ 8, 830 (1982).
14. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, Л. Е. Свистов, ЖЭТФ 92, 238 (1987).
15. А. А. Луговой, Е. А. Туров, ЖЭТФ 94(10), 358 (1988).
16. Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова, Л. Е. Свистов, ЖЭТФ 93, 692 (1986).