

ОБМЕННОЕ УСИЛЕНИЕ И ГАШЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ (КМП) В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ (АФ)

А.С. Прохоров, Е.Г. Рудашевский

Экспериментально обнаружена и теоретически объяснена аномально большая интенсивность линии поглощения Mn^{2+} в АФ CoF_2 ($I_{\text{примеси}} / I_{\text{АФМР}} \sim 1$) при весьма малой концентрации Mn^{2+} ($C \approx 0,01 + 0,03\%$). При попадании КМП между двумя частотами АФМР эффект усиления пропадает.

Фторид кобальта (CoF_2 , $T = 37K$ кристаллографическая симметрия D_{4h}^{14}) — единственный известный АФ, в котором частота КМП $\nu_{\Pi} (H = 0)$ лежит ниже спин-волновой зоны [1, 2]. При $H > H^*$ КМП попадают в спин-волновую зону. Исследовался АФ резонанс (АФМР) в CoF_2 с малым количеством примеси Mn^{2+} ($C \approx 0,01 + 0,03$ вес. %) ¹⁾. Измерения проводились на длинах волн 270 — 400 мк при $0 < H < 100$ кэ ($H \parallel C_4$), $T = 4,2$ К [3]. Исследовались зависимости положения и интенсивностей линий поглощения АФМР CoF_2 (I_A) и примеси Mn^{2+} ($I_{\Pi 1}$). На рис. 1 представлены записи линий поглощения для четырех длин волн. На кривой 1 наблюдаются два минимума. Минимум в поле около 20 кэ соответствует КМП, минимум в поле около 55 кэ — АФМР. Как видно из этой кривой, интенсивность КМП только на 30 + 40 % меньше интенсивности АФМР, несмотря на то, что концентрация примеси Mn^{2+} крайне мала. Это представляется удивительным, так как $I_{\Pi} \sim c$. На рис. 2 представлены зависимости частот АФМР ν_{A1} и ν_{A2} и примеси — $\nu_{\Pi 1}$ и $\nu_{\Pi 2}$ от магнитного поля. В магнитном поле $H^* = 49$ кэ на частоте $\nu = 918 \cdot 10^9$ сек⁻¹ ($\lambda = 326,8$) ветви пересекаются и при $H > H^*$ $\nu_{\Pi 1}$ попадает в спин-волновую зону. Кривая 2 рис. 1 соответствует частоте

¹⁾ Авторы благодарны сотруднику ИФП АН СССР С.В. Петрову, вырастившему монокристаллы CoF_2 и сотрудникам института "Гипроникель" Н.В. Коновой, и Н.С. Рудашевскому, проведшим спектральное и микрорезонансное исследование состава образцов фторида кобальта.

$\nu < \nu^*$, но уже более близкой к точке пересечения по сравнению с кривой 1. Видно, что $\Pi_{\Pi 1}$ увеличивается по мере приближения $\nu \rightarrow \nu^*$ и $H \rightarrow H^*$. При $\nu > \nu^*$ $\nu_{\Pi 1}(H)$ совсем не наблюдается, хотя ее след

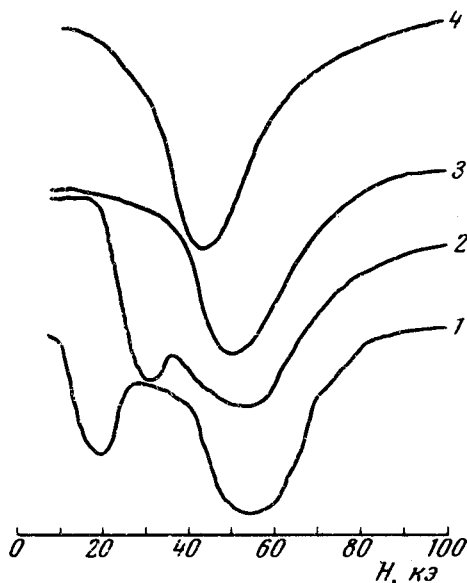


Рис. 1. Линии резонансного поглощения на длинах волн: 1. — $\lambda = 340$, 2. — $\lambda = 336,2$, 3. — $\lambda = 325,4$, 4. — $\lambda = 317,8$

проявляется в некоторой асимметрии кривой 3 на рис. 1. В еще больших магнитных полях (кривая 4) линия АФМР становится симметричной. Для понимания принципиальных черт явления рассмотрим малые КМП в АФ матрице, не учитывая взаимодействия примесей между собой. Пусть примесный магнитный момент — $\vec{\mu}_0$ расположен в узле с номером "0" и направлен вдоль $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$. Это соответствует линейной зависимости $\nu_{\Pi 1}(H)$. Тогда обменное взаимодействие примеси с матрицей может быть записано в следующем виде

$$\vec{\mu}_0 \sum_i \sum_{\delta_i} J_{0i} S_{\delta_i}, \quad (1)$$

где J_{0i} — обменные интегралы примеси с ионами матрицы, расположенными в i -й координационной сфере (КС), S_{δ_i} — магнитные моменты ионов матрицы, расположенные в одной и той же КС, \sum — сумма по всем КС, \sum_{δ_i} — суммирование по магнитным моментам соответствующей КС. Рассматривая только однородные колебания матрицы, соответствующие АФМР, когда все магнитные моменты в одной и той же подрешетке при движении сохраняют параллельность, и не учитывая "спиновых сокращений" в системе, можем, исходя из (1), записать термодинамический потенциал для одного примесного магнитного момента в обменном приближении в магнитном поле

$$f_{\Pi} = \frac{1}{N} [J_2 \vec{\mu}_0 M_2 + J_1 \vec{\mu}_0 M_1] - \vec{\mu}_0 \mathbf{H}, \quad (2)$$

где M_1 и M_2 намагниченности единицы объема соответствующих подрешеток матрицы, N — число магнитных ионов в одной подрешетке в

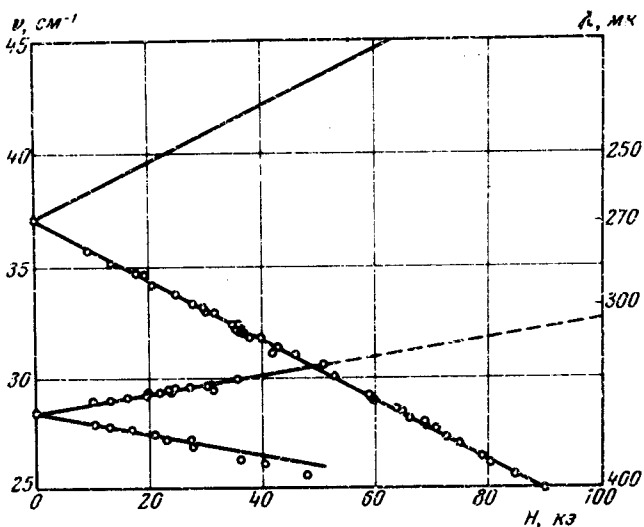


Рис. 2,а. Зависимость частот АФМР (1. — ν_{A1} и 2. — ν_{A2}) и примеси (3. — $\nu_{\Pi 1}$, 4. — $\nu_{\Pi 2}$) от магнитного поля

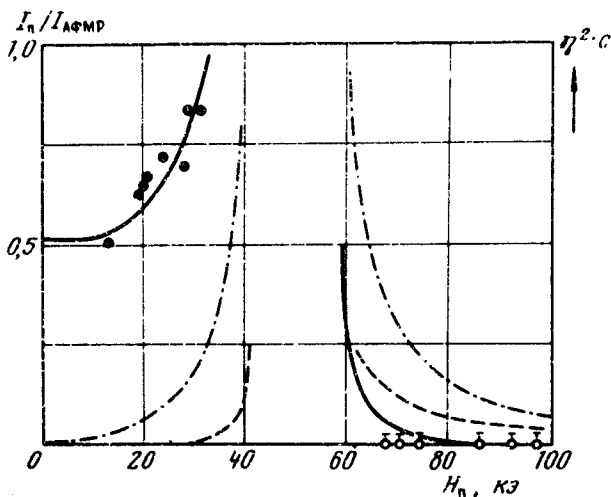


Рис. 2,б. Зависимость I_{Π} / I_{A2} от магнитного поля. Сплошная линия проведена по формулам (4), (5); --- расчет при $J_2 = 0$, - · - · - · - расчет при $J_1 = 0$

единице объема. Записывая термодинамический потенциал матрицы в стандартном виде

$$\Phi = -\frac{B}{2} M^2 + \frac{a}{2} L_z^2 + \frac{b}{2} M_z^2 + d (M_x L_y + M_y L_x) - \text{МН} \quad (3)$$

и рассматривая малые колебания примеси и матрицы [4, 5], можно показать, что колебания примеси возбуждаются эффективным полем

$h_{\text{эфф}} = h + h_{\text{обм}}$. Коэффициент усиления η зависит как от параметров матрицы, так и от связи матрицы с примесью

$$\eta = 1 + (\gamma_A / \gamma_{\text{П}}) \nu_{\text{П}} (H = 0) \gamma_A \sqrt{H_A (H_A + 2H_E)} \left[(1 - K^+) / (\nu^2 - \nu_{A1}^2) - (1 - K^-) / (\nu^2 - \nu_{A2}^2) \right], \quad (4)$$

$$K^{\pm} = \sqrt{H_A / (H_A + 2H_E)} \left\{ (J_1 + J_2) / (J_2 - J_1) \left[1 \pm H / \sqrt{H_A (H_A + 2H_E)} \right] - H / H_A \right\} \quad (5)$$

где γ_A и $\gamma_{\text{П}}$ — гамма-факторы матрицы и примеси, $\nu_{A1,2} = (\sqrt{H_A(H_A + 2H_E)} \pm H)^2 - H_D^2$, $H_A = -2aM$, $H_E = (B - A)M$, $H_D = 2dM$. Расчет проведен без учета взаимодействия колебаний вблизи H^* и справедлив для АФ типа "легкая ось" в том числе и с взаимодействием Дзялошинского. На рис. 2, б сплошной линией проведена расчетная зависимость величины $c \eta^2 \sim I_{\text{П}}$ для CoF_2 , где $H_A = 120 \text{ кэ}$, $H_E = 400 \text{ кэ}$, $H_D = 180 \text{ кэ}$ [1, 6] и при $J_2 / J_1 = 1,4$. Точки на кривой рис. 2, б — экспериментальные. Для понимания физической картины явления, будем считать что $K^+ \approx K^- =$

$$= K = \sqrt{H_A / (H_A + 2H_E)} \frac{J_2 + J_1}{J_2 - J_1}. \quad \text{Тогда наблюдаемое усиление коле-}$$

баний при $H < H^*$ и гашение при $H > H^*$ будет, когда $|K| > 1$. Это может быть только если $H_A / (H_A + 2H_E)$ не мало и нет большой разницы между J_1 и J_2 (J_1 и J_2 — одного знака). Параметр $H_A / (H_A + 2H_E)$ определяет динамический угол между M_1 и M_2 во вращающейся системе координат, а малость $J_2 - J_1$ — соответствует большой высокочастотной восприимчивости примеси и малой $\nu_{\text{П}}$. Обнаруженный эффект принципиально отличается от известного усиления поля на ядрах в магнетиках тем, что в нашем случае принципиально требуется наличие двух подрешеток матрицы (см. рис. 2, б). При $H > H^*$ $\nu_{\text{П}1}$ попадает между ν_{A1} и ν_{A2} и высокочастотные обменные поля от двух нормальных колебаний ν_{A1} и ν_{A2} вычитаются и наблюдается эффект гашения. Возможно, что этот механизм и был причиной ненаблюдения КМП в АФ при электромагнитном возбуждении, в частности, и при исследовании АФМР в CoCO_3 [7].

Из нашего эксперимента следует, что для CoF_2 $J_2 / J_1 = 1,1 \div 1,5$.

Авторы приносят благодарность академику А.М. Прохорову за постоянный интерес к работе и плодотворные обсуждения, и Е.Н. Седокову за помощь в проведении эксперимента.

Литература

- [1] M. Enders, P. L. Richards, W. E. Tennant, E. Catalano.
Proc. 18 Ann. Conf. on Magnet. and Magnet. Mat., Denver, USA, 1972.
- [2] К. Кочарян. Кандидатская диссертация, ИФП АН СССР, 1973.
- [3] Л. В. Великов, А. С. Прохоров, Е. Г. Рудашевский, Б. Н. Селезнев.
ЖЭТФ, 66, 1847, 1974; E. G. Rudashevsky, A. S. Prokhorov, L. V. Velikov.
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn. MTT-22, 1064, 1974;
Proceed. of the 1-st Int. Conf. on Submill. Waves and Their Appl.
- [4] А. С. Боровик-Романов. Антиферромагнетизм. Сб. "Итоги науки",
М. Изд. АН СССР, 1962 г.
- [5] Е. А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов,
М., Изд. АН СССР, 1963 г.
- [6] А. Н. Бажан, Ч. Базан. ЖЭТФ, 69, вып. 11, 1975.
- [7] Б. С. Думеш, В. М. Егоров, В. Ф. Мешеряков. ЖЭТФ, 61, 320, 1971.
-