

СМЕШАННЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЙ РЕЗОНАНС В
АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ $MnCO_3$

А.С.Боровик-Романов, В.А.Тулин

В последние годы в ряде экспериментальных [1-4] и теоретических [5,6] работ было показано, что благодаря поляризации ядер в антиферромагнетиках возникает сильная связь между колебаниями спинов электронной и ядерной систем. Величина связи определяется произведением двух эффективных полей: обменного H_e и ядерного $H_A = A\langle m \rangle$ (A - постоянная сверхтонкого взаимодействия, $\langle m \rangle$ - средняя намагниченность ядер в подрешетке). Наличие такой связи приводит к заметному изменению собственных резонансных частот обеих систем и их зависимости от внешнего магнитного поля.

Наиболее интересным является случай, когда спектры резонанса невзаимодействующих электронной и ядерной систем имеют точку пересечения. Из известных антиферромагнетиков такую картину можно ожидать для $MnCO_3$.

На рис. 1 пунктирными линиями изображены зависимости от внешнего поля H_0 частоты электронного (1) (низкочастотная ветвь) и ядерного (2) резонансов в отсутствие связи на основании данных [2]. Они имеют вид

$$\omega_{e0}^2 = \gamma_e^2 H_0 (H_0 + H_D), \quad (1a)$$

$$\omega_{n0} = \gamma_n A M_0, \quad (2a)$$

где γ_e и γ_n - соответственно электронное и ядерное гиромагнитное отношение, H_D - поле Дзялошинского и M_0 - на-

магничность электронов в подрешетке. Очевидно, что при наличии связи спектр резонанса будет иметь вид, изображенный на рис. 1 сплошными линиями.

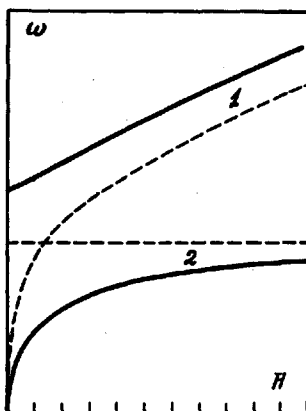


Рис. 1. Зависимость резонансных частот электронной (1) и ядерной (2) спиновых систем от магнитного поля в отсутствие связи (пунктирные линии) и при наличии сильной связи (сплошные кривые). Кривые приведены не в масштабе

Количественное решение задачи о колебаниях электронной и ядерной спиновых систем в антиферромагнетике со структурой типа $MnCO_3$ показывает, что должно наблюдаться четыре собственных частоты [6]. Две резонансные частоты, соответствующие низкочастотной ветви, находятся из уравнения

$$\gamma_e^2 H_0 (H_0 + H_D) = \frac{[\gamma_n^2 (AM_0)^2 + \gamma_e^2 2 H_E H_A] \omega^2 - \omega^4}{\gamma_n^2 (AM_0)^2 - \omega^2}. \quad (3)$$

Сплошные кривые на рис. 1 соответствуют приближенным решениям этого уравнения

$$\omega_I^2 = \gamma_e^2 [H_0(H_0 + H_D) + 2H_E H_A], \quad (16)$$

$$\omega_{II}^2 = \gamma_n^2 (AM_0)^2 \frac{H_0(H_0 + H_D)}{H_0(H_0 + H_D) + 2H_E H_A}. \quad (26)$$

Экспериментально кривая (16) была подтверждена в [2].

В данной работе исследовалась зависимость частоты резонанса от магнитного поля в области самых низких частот. Эксперимент проводился на спектрометре с низкочастотной модуляцией магнитного поля, регистрировалась производная линии поглощения при медленном прохождении магнитного поля. Монокристалл $MnCO_3^I$ помещался в катушку, которая через аттенкатор была присоединена к генератору, дававшему частоты в диапазоне от 150 до 700 Мгц. С катушкой был индуктивно связан приемный виток, присоединенный к кристаллическому детектору. Переменный сигнал с детектора на частоте модуляции магнитного поля усиливался и записывался на самописце. Такая простая схема позволила провести измерения в очень широком частотном диапазоне. Постоянное магнитное поле и радиочастотное поле были взаимно перпендикулярны и располагались в плоскости (III) образца; при этом возбуждалась низкочастотная ветвь резонансного спектра [6].

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты для двух значений температур $T_1 = 4,2^\circ K$ и $T_2 = 1,8^\circ K$. Сплошные кривые рассчитаны по уравнению (26) с константами

$H_D = 4,4 \text{ кэ}$, $2H_A H_E = 1,6 \text{ кэ}^2$ при $T_1 = 4,2^\circ\text{К}$ и $2H_A H_E = 3,6 \text{ кэ}^2$ при $T_2 = 1,8^\circ\text{К}$ [2]. Наилучшее согласие с экспериментальными данными было получено при выборе значения $f_{\text{но}} = 640 \text{ МГц}$, которое только на 8% отличается от значения, полученного из данных по теплоемкости [7].

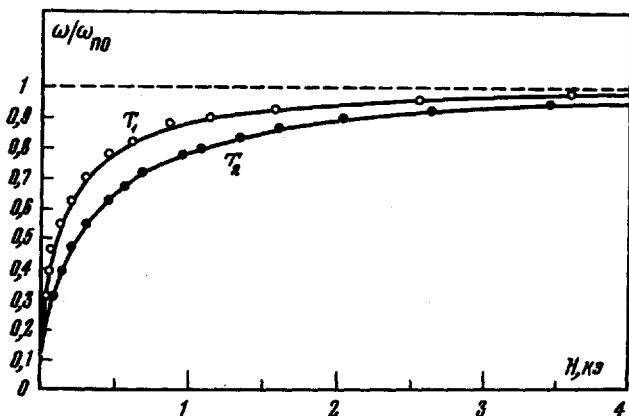


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты электронно-ядерного резонанса от магнитного поля для температур $T_1 = 4,2^\circ\text{К}$ и $T_2 = 1,8^\circ\text{К}$ (сплошные кривые соответствуют уравнению (26))

Из рис. 1 видно, что наблюдавшийся нами в слабых полях резонанс является смешанным электронно-ядерным резонансом. При достаточно больших полях, когда частоты ядерного и электронного резонансов сильно различаются, мы имеем слабо возмущенный спектр ядерного магнитного резонанса. При уменьшении магнитного поля радиочастотную мощность поглощают и электроны и ядра вместе.

Авторы сердечно благодарят академика П.Л.Капицу за внимание к работе. Благодарим также Е.А.Турова за полезные дискуссии и Н.Д.Икорникову за любезно предоставленные монокристаллы.

Институт физических проблем
им. С.И.Вавилова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
22 апреля 1965 г.

Литература

- [1] A.J.Heeger, A.M.Portis, D.T.Teaney, G.L.Witt. Phys. Rev. Lett, 7, 308, 1961; J.Appl Phys., 34, 1052, 1963; Phys. Rev., 135, 1616, 1964; Phys. Rev., 136, 1316, 1964.
- [2] А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 45, 64, 1963.
- [3] D.Shaltiel, H.J.Fink. J.Appl. Phys., 35, 849, 1964.
- [4] A.Nakamura, V.Minkiewics, A.M.Portis. J.Appl. Phys. , 35, 842, 1964.
- [5] P.G. De Gennes, P.A.Pincus, F.Hartman-Boutron, J.M.Winter. Phys. Rev., 129, 1105, 1963.
- [6] Е.А.Туров, В.Г.Кулеев. ЖЭТФ, 48, № 7, 1965.
- [7] Н.Д.Икорникова. Кристаллография, 6, 745, 1961.
- [8] И.Н.Калишкينا. ЖЭТФ, 43, 2028, 1962.

1) Исследования образцы были получены гидротермальным методом Икорниковой [7] в Институте кристаллографии АН СССР.

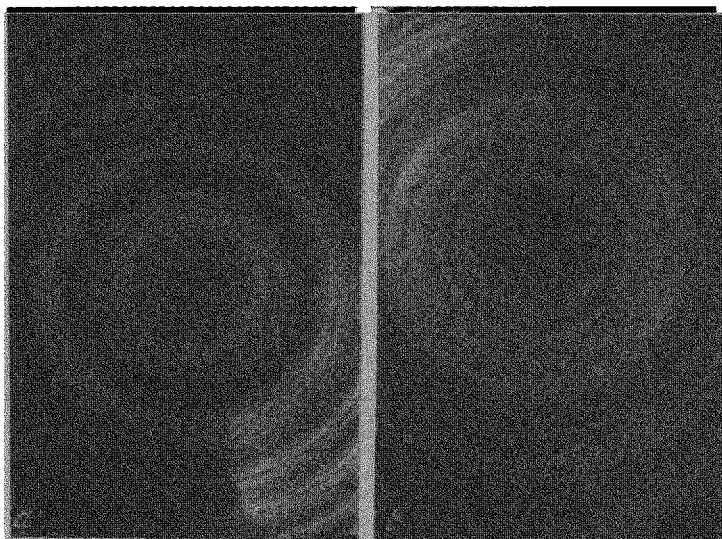


Рис. 1. Интерферограммы Фабри-Перо при накачке, близкой к пороговой.
а — неподвижный; б — движущийся кристалл

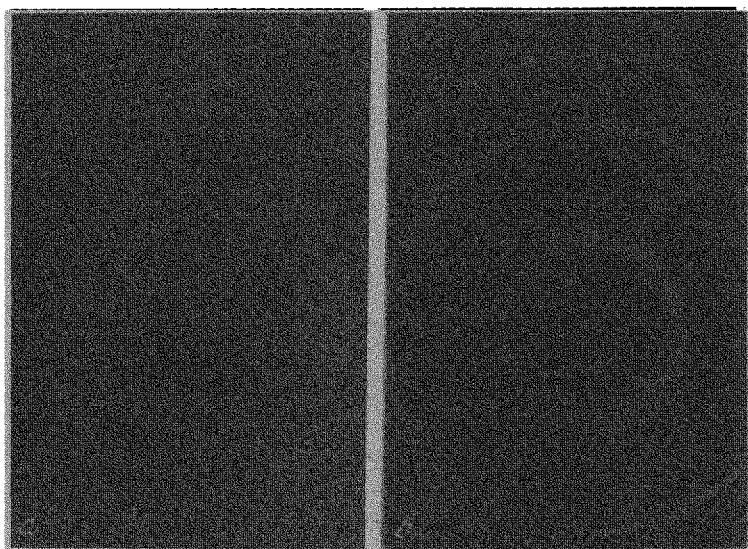


Рис. 2. Интерферограммы Фабри-Перо при большей накачке.
а — неподвижный; б — движущийся кристалл