

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

*В. А. Игнатченко, Н. М. Саланский, В. К. Мальцев,  
В. И. Цифринович*

Обнаружена экспериментально тонкая структура ЭЯМР в ферромагнитных пленках, предсказанная в работе [1]. Коэффициент усиления сигнала ЯМР сигналом ФМР достигает  $10^4$  и позволяет исследовать ЯМР непрерывными методами.

Недавно было показано теоретически [1], что спектр электронно-ядерного магнитного резонанса должен иметь тонкую структуру: при совмещении частоты ФМР  $\omega_e$  с частотой ЯМР  $\omega_n$  на фоне широкого максимума ФМР должен наблюдаться обратный резонанс (окно прозрачности), обусловленный ЯМР. В тонкой пленке, намагниченной в своей плоскос-

ти, относительная глубина пика обратного резонанса и его ширина определяются выражениями

$$\frac{P_{max} - P_{min}}{P_{min}} = \frac{\omega_q^2}{4\Gamma_e\Gamma_n}, \quad \Delta\omega = 2\Gamma_n + \omega_q^2/2\Gamma_e, \quad (1)$$

где  $\omega_q = \gamma_e \sqrt{4\pi AM\mu}$ ,  $\gamma_e$  — электронное гиромагнитное отношение,  $A$  — постоянная сверхтонкого взаимодействия,  $M$  и  $\mu$  — электронная и ядерная намагниченности,  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_n$  — полуширины невзаимодействующих ФМР и ЯМР.

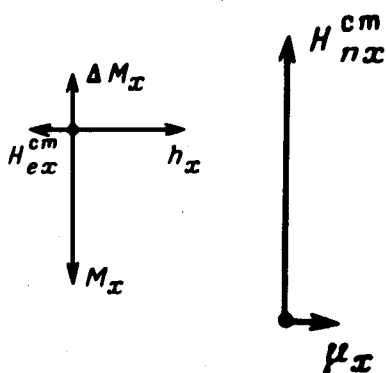


Рис. 1

Такое резонансное ослабление поглощения в точке совмещения частот ЯМР и ФМР удобно проиллюстрировать на векторной диаграмме (рис. 1). Поглощение энергии определяется величиной  $M_x$ , которая в условиях ФМР отстает по фазе на  $\pi/2$  от внешнего переменного поля  $h_x$  (ось  $X$  направлена вдоль оси легкого намагничивания). В условиях ЯМР  $\mu_x$  отстает по фазе на  $\pi/2$  от сверхтонкого поля  $H_{nx}^{CT} = -A\mu_x$ . В свою очередь  $\mu_x$  оказывает обратное резонансное действие на  $M_x$ : появляется добавка  $\Delta M_x$ , которая отстает на  $\pi/2$  от  $H_{ex}^{CT} = -A\mu_x$  и, следовательно, уменьшает  $M_x$ .

Для наблюдения этого явления использовалась установка, основным узлом которой является стандартный  $Q$ -метр типа  $E9-5$ , модернизированный так, что можно было фиксировать изменение потерь  $P(\omega, H)$  при ФМР, вносимых пленкой в резонансный контур, высокочастотное напряжение на котором поддерживалось постоянным.

На рис. 2 приведена частотная зависимость  $P$  (в относительных единицах) при  $\omega_e/2\pi \approx 190$  МГц для пленки Fe — 14%, Ni — 60% Co — 26% (кривая 1). Штриховая кривая 2 на этом рисунке изображает, какой вид имела бы функция  $P(\omega)$  при отсутствии ядерной системы; кривая эта была построена теоретически.

На рис. 3 штриховой линией в произвольном масштабе изображен спектр ЯМР для этой же пленки, снятый на импульсном спектрометре методом Хана. Нетрудно видеть, что разность между кривыми 2 и 1 рис. 2 близка по форме к этому спектру. Таким образом, кривая 1 представляет собой спектр обратного резонанса, предсказанный в работе [1].

Ввиду того, что спектр ЯМР в исследуемой пленке имеет большое неоднородное уширение сложной формы, характеристики обратного резонанса не могут быть описаны простыми соотношениями (1). Для количественной интерпретации наблюдаемого спектра усредним формулы работы [1] с произвольной функцией распределения  $q(\omega_n - \omega_n^0)$ , где  $\omega_n^0$  — средняя частота ЯМР, относительно которой имеется неоднородное распределение частот ЯМР  $\omega_n$ . Если собственная полуширина линии ЯМР  $\Gamma_n$  много меньше среднего разброса частоты ЯМР  $\langle |\Delta\omega_n| \rangle$ , то функция  $g(\omega_n - \omega_n^0)$  является значительно более плавной, чем резонансный множитель в формуле (9) работы [1], и может быть вынесена из под знака интеграла в точке  $\omega_n = \omega$ ; таким образом, вдали от точки совмещения ФМР и ЯМР для  $\omega - \omega_n^0 \ll \omega_e$  получаем:

$$\langle P \rangle = 4\pi(\gamma_e M h)^2 \frac{\Gamma_e (\omega_n^0)^2}{\omega_e^4} \left[ 1 + \frac{\pi\omega^2}{\Gamma_e} q g(\omega - \omega_n^0) \right], \quad (2)$$

т. е. частотная зависимость спектра ЯМР повторит функцию распределения  $g(\omega - \omega_n^0)$ .

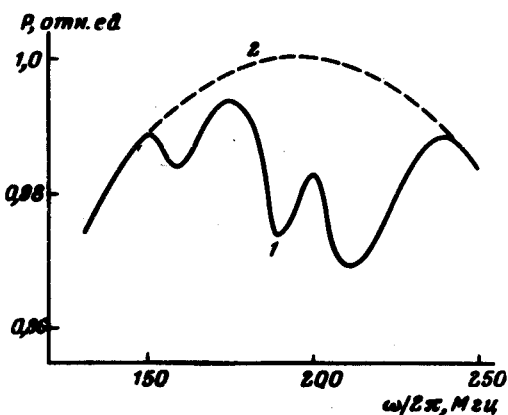


Рис. 2

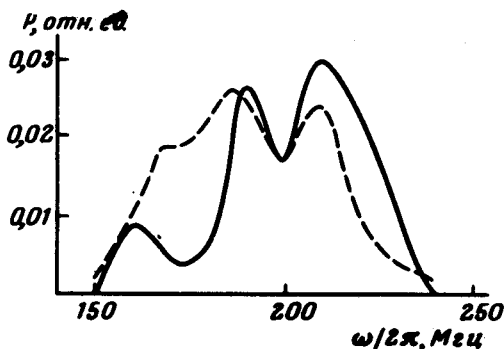


Рис. 3

Аналогичным образом при выполнении соотношения

$$(\Gamma_n + \omega_q^2/4\Gamma_e) \ll \langle |\Delta\omega_n| \rangle \ll \Gamma_e \quad (3)$$

формула (7) работы [1] также может быть усреднена в окрестности точки совмещения ФМР и ЯМР  $\omega \sim \omega_n^0 \approx \omega_e$ , и мы получим

$$\langle P \rangle = 4\pi (\gamma_e M h)^2 \frac{\Gamma_e / 4}{(\omega_e - \omega)^2 + \Gamma_e^2} \left[ 1 - \frac{\pi \omega_q^2}{4\Gamma_e} g(\omega - \omega_n^0) \right]. \quad (4)$$

По этой формуле из экспериментальных кривых 1 и 2 рис. 2 рассчитывалась безразмерная функция  $\pi \omega_q^2 g / 4\Gamma_e$ , которая показана сплошной линией на рис. 3. Видно удовлетворительное соответствие этой функции спектру ЯМР, снятому методом спин-эха. (Масштаб оси ординат этого рисунка соответствует сплошной кривой; масштаб эхо-спектра на рисунке не указан). Затем функция  $g\pi \omega_q^2 / 4\Gamma_e$  интегрировалась графически; так как  $\int g d\omega = 1$ , то результат интегрирования дает значение множителя  $\omega_q^2 / 4\Gamma_e$ ;  $\Gamma_e$  определялось из измерения ширины линии ФМР. Для изученных пленок получено

$$\Gamma_e = 2,65 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}; \quad \omega_q^2 = 2,63 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-2}. \quad (5)$$

Из экспериментально полученной величины  $\omega_q^2$  может быть вычислена ядерная намагниченность  $\langle \mu \rangle$ , которая получилась равной  $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ эс}$ . Это находится в соответствии со значением  $\langle \mu \rangle$ , рассчитанным по формуле Ланжевена

$$\langle \mu \rangle = \frac{N \mu_o^2}{3kT} \langle H_n \rangle \approx 1,87 \cdot 10^{-5} \text{ эс}. \quad (6)$$

Здесь  $N$  — концентрация ядер  $\text{Co}$  в этом сплаве  $2,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_o$  — магнитный момент ядра кобальта,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

Расхождение между теоретически вычисленным и экспериментально определенным значениями  $\langle \mu \rangle$  связано, видимо, с неточностью определения  $\Gamma_e$  и  $N$ .

Коэффициент усиления обратного сигнала ЯМР, наблюдаемого на фоне ФМР при  $\omega_e \approx \omega_n^0 \sim \omega$ , по сравнению с сигналом ЯМР, наблюдаемым вдали от ФМР при  $\omega \sim \omega_n^0 \ll \omega_e'$ , определяется выражением

$$K = (\omega_e')^4 / (2\Gamma_e \omega_n^0)^2. \quad (7)$$

Так как  $\omega_n^0 \ll \omega_e'$ , то  $K$  может достигать  $10^3 - 10^4$ .

Таким образом, используя обратный резонанс, можно исследовать спектр ЯМР простым непрерывным методом, а также определять  $\langle \mu \rangle$ .

Институт физики им. Л.В.Киренского  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
3 марта 1975 г.

### Литература

[1] В.А.Игнатченко, В.И.Цифринович. ЖЭТФ, 68, 672, 1975.