а иона Er^{3+} около $4.5\mu_Б$ при 4.2 К. Ферромагнитное упорядочение редкоземельной подрешетки возникает одновременно с упорядочением марганцевой подрешетки (рис. 1), что может быть только в случае большой величины положительного f—d-обменного взаимодействия. В ванадатах [2] и молибдатах [4] со структурами пирохлора знак f—d-обменного взаимодействия также положителен, однако величина его значительно меньше, чем в манганатах, и редкоземельная подсистема в большинстве соединений находится в парамагнитном состоянии.

Литература

[1] *Bertaut E. F., Buisson G., Quezel G.* Sol. St. Commun., 1967, vol. 5, N 1, p. 25—28.
[2] *Базуев Г. В., Швейкин Г. П.* Сложные оксиды элементов с достраивающимися d- и f-оболочками. М.: Наука, 1985. 240 с.
[3] *Белов К. П., Горяга А. Н., Кокарев А. И.* Вестник МГУ, сер. 3, 1986, т. 27, № 6, с. 91—93.
[4] *Mineo Sato, Xu Yan, Greedan J. E.* Z. Anag. Allg. Chem., 1986, vol. 540/541, N 9—10, p. 177—190.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

НЕЛИНЕЙНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ ОТКЛИК ЗА ПОРОГОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА СПИНОВЫХ ВОЛН

А. М. Фришман

В настоящее время наиболее чувствительным способом определения порога параметрического возбуждения и соответственно частоты релаксации спиновых волн, по-видимому, является модуляционная методика [1], в основе которой лежит предположение о том, что порог можно регистрировать по появлению колебаний поглощения на низкой частоте Ω поля модуляции $H_m \cos \Omega t$. Это поле приложено параллельно постоянному, а его частота много меньше частоты резонансной накачки $h \cos \omega t$. При малых H_m, когда можно воспользоваться теорией возмущений по параметру $z=4\mu H_m/\hbar\Omega$, обоснование применимости модуляционной методики было получено в работе [1]. Было показано, что за порогом возникают колебания числа возбужденных магнонов с частотой Ω. Однако модуляционная методика с успехом использовалась и при достаточно больших H_m, когда возникает новое нелинейное явление — комбинационный параметрический резонанс. Целью настоящей работы является вычисление нелинейного отклика на поле модуляции и обоснование модуляционной методики при произвольных значениях параметров модуляции H_m и Ω.

Комбинационный параметрический резонанс в магнитоупорядоченной системе возникает под действием переменного магнитного поля вида $h(t)=h \cos \omega t+H_m \cos \Omega t$, где $\omega \gg \Omega \gg \gamma_k$, γ_k — частота релаксации магнонов. При $h \gg h_c$ пороговым образом возбуждаются магноны с энергиями $\varepsilon_k=\hbar(\omega+n\Omega)/2$. Порог h_c равен

$$(h_c/h_{c0})^{-1}=\max_n |J_n(z)|, \tag{1}$$

где h_{c0} — порог при $H_m=0$; $J_n(z)$ — функция Бесселя.

Поскольку комбинационный параметрический резонанс возникает только при достаточно больших значениях z (при $z>z_1$, где $z_1\approx 1.5$ находится из условия $J_0(z_1)=J_1(z_1)$), то естественно ожидать, что за порогом возбуждения отклик системы на поле H_m должен быть нелинейным. Теория комбинационного параметрического резонанса [2] позволяет вычислить нелинейную зависимость изменения числа возбужденных магнонов Δn_k от амплитуды поля H_m, а также от величин Ω и h. Схема вычислений отличается от приведенной в работе [2] тем, что в уравнениях движения для парных магнонных корреляторов помимо резонансной накачки, соответствующей магнонам с энергией $\varepsilon_k=\hbar(\omega+n\Omega)/2$, необходимо учесть главную нерезонансную поправку, отвечающую колебаниям на частотах $\pm\Omega$, и нелинейные члены, ограничивающие число магнонов. Решение полученных таким образом уравнений приводит к следующему выражению для величины Δn_k:

$$\frac{\Delta n_k}{n_{k0}}=2\left\{\frac{[\alpha_n(z)\beta_k\sigma_k\varepsilon+z^{-1}n(\varepsilon+1)]^2+(z^{-1}n\beta_k)^2}{(\varepsilon-\beta_k^2)^2+\beta_k^2}\right\}^{1/2}\cos\Omega t, \qquad (2)$$

где

$$n_{k0}=\frac{h\gamma_k}{|\Phi_k|}\varepsilon, \quad \varepsilon=\left(\frac{h}{h_c}\right)^{-1}-1, \quad \beta_k=\frac{\Omega}{2\gamma_k}, \quad \sigma_k=\frac{\Phi_k}{|\Phi_k|}, \quad \alpha_n(z)=-\frac{J_n'(z)}{J_n(z)},$$

Φ_k — параметр, характеризующий четырехмагнонное взаимодействие, приводящее к ограничению возбуждения.

В пределе малых H_m из формулы (2) следует описанная ранее [1] линейная зависимость Δn_k, H_m, однако в общем случае $\Delta n_k(H_m)$ — сложная немонотонная функция.

Зависимость Δn_k от h вблизи порога имеет вид

$$\Delta n_k \sim \begin{cases} \varepsilon, & z<z_1, \\ \varepsilon^{1/2}, & z>z_1. \end{cases}$$

Изменение критического индекса при переходе через точку z_1, по-видимому, может быть обнаружено экспериментально.

При $z<z_1$ формула (2) существенно упрощается, так как в этом случае для резонансных магнонов индекс $n=0$. При $z<z_1$, $(\Omega/2\gamma_k)^2\gg 1$ и $(\Omega/2\gamma_k)^2\gg\varepsilon$ выражение для Δn_k имеет вид

$$\Delta n_k=\frac{4h\gamma_k^2}{|\Phi_k|\Omega}\frac{J_1(z)}{J_0(z)}\varepsilon\cos\Omega t.$$

Поскольку Δn_k обращается в нуль при $h=h_c$, формула (2) является обоснованием применения модуляционной методики для регистрации порога по появлению колебаний на частоте Ω.

Литература

[1] *Андриенко А. В., Ожогин В. И., Сафонов В. Л., Якубовский А. Ю.* ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 3, с. 1474—1480.
[2] *Фришман А. М.* ФНТ, 1982, т. 8, № 5, с. 554—556.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
8 июня 1988 г.