Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 10, стр. 683 – 686 *20 ноября 1977 г.*

МЕХАНИЗМ "ЖЕСТКОГО" ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В.С.Лутовинов, М.А.Савченко

Показано, что релятивистское магнон-фононное взаимодействие, усиленное обменом, может приводить к жесткому возбуждению спиновых волн в антиферромагнетиках. Найденная величина скачка пороговых полей $\Delta h = h_{c_1} - h_{c_2}$ по порядку величины, а также по зависимости от температуры и магнитного поля согласуется с экспериментальными данными [1 – 3].

При параметрическом возбуждении спиновых волн (СВ) в антиферромагнетиках (АФ) наблюдается эффект "жесткости" – СВ параметрическое возбуждение начинается и прекращается при различных значениях СВЧ поля h_{c_1} и h_{c_2} ($h_{c_1} > h_{c_2}$) соответственно [1 – 3].

Целью настоящей работы является выявление физического механизма, обуславливающего жесткий характер возбуждения СВ. Показано, что релятивистское взаимодействие магнонной и фононной подсистем, усиленное обменным взаимодействием [4, 5] может объяснить рассматриваемое явление.

Известно, что пороговая напряженность h_c – СВЧ поля определяется обычным соотношением $h_c = \gamma_m / U$ ($U = \mu^2 (2H + H_D)/4\epsilon_{\mathbf{k}}$) – коэффициент связи магнонов с СВЧ полем), где γ_m – декремент затухания возбуждаемых магнонов, вклад в который в частности могут вносить магнон-фононные взаимодействия. Этот вклад γ_{m-ph} определяется выражением

$$\gamma_{m-ph}(\mathbf{k}) = 8\pi v_0 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \left| \psi_{m-ph}(\mathbf{k},\mathbf{q}) \right|^2 \left(n_m(\epsilon_{\mathbf{q}-\mathbf{k}}) - n_{ph}(\omega_{\mathbf{q}}) \right) \delta(\epsilon_{\mathbf{k}} + \epsilon_{\mathbf{q}-\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}}), \tag{1}$$

где

$$\psi_{m-ph}(\mathbf{k},\mathbf{q}) = \theta\sqrt{\frac{\omega_{\mathbf{q}}}{2Mc^2}}\,\frac{J_0}{\sqrt{\epsilon_{\mathbf{k}}\epsilon_{\mathbf{q-k}}}}\,, \qquad \epsilon_{\mathbf{k}} = \sqrt{\epsilon_0^2 + s^2k^2}$$

амплитуда процесса слияния двух магнонов в фонон[1] [6], $\theta = Bv_0 \sim 5$K – характерная магнитоупругая энергия, B – магнитоупругая постоянная, v_0 – объем, M – масса элементарной ячейки, c – скорость звука, J_0 – обменная константа.

Анализ законов сохранения для низкотемпературных АФ показывает, что процесс слияния двух магнонов в фонон разрешен в случае, если энергия промежуточных фононов $\omega_{\mathbf{q}}$ и магнонов $\epsilon_{\mathbf{q-k}}$ удовлетворяют соотношению

$$\omega_- \leqslant \omega_{\mathbf{q}} < \omega_+\,, \qquad \epsilon_- \leqslant \epsilon_{\mathbf{q-k}} \leqslant \epsilon_+\,, \tag{2}$$

где

$$\omega_\pm \approx 2\epsilon_{\mathbf{k}} \pm 2ask, \qquad \epsilon_\pm \approx \epsilon_{\mathbf{k}} \pm 2ask, \qquad a = s/c\,.$$

С учетом соотношения (2) выражение (1) можно представить в виде

$$\gamma_{m-ph}(k) \approx \eta(\alpha N_m - N_{ph}), \tag{3}$$

где

$$\eta \approx 2\pi\frac{c}{s}\,\frac{\theta^2 J_0^2}{Mc^2 s\,k\epsilon_{\mathbf{k}}}\,, \qquad \alpha = \frac{k_{ph}^2}{k_m^2}\,\frac{\Delta k_{ph}}{\Delta k_m} \tag{4}$$

$N_m = \dfrac{v_0 k_m^2 \Delta k_m}{2\pi^2}\bar{n}_m$, $N_{ph} = \dfrac{v_0 k_{ph}^2 \Delta k_{ph}}{2\pi^2}\bar{n}_{ph}$ – число магнонов и фононов в интервале энергий (2) в расчете на элементарную ячейку, Δk_m, Δk_{ph} – щирина интервала в $\mathbf{k}$-пространстве для магнонов и фононов соответственно.

В случае, когда система параметрически возбуждена, число заполнения магнонов и фононов в интервале энергии (2) должны определяться из кинетических уравнений. Для N_m и N_{ph} с учетом процессов слияния параметрических магнонов с тепловыми с образованием фонона, имеем

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} &= -\gamma_m(N_m - N_m^0) - \Gamma N, \\ \frac{dN_{ph}}{dt} &= -\gamma_{ph}(N_{ph} - N_{ph}^0) + \Gamma N\,. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь N_m^0, N_{ph}^0 – равновесные значения N_m, N_{ph}, N – число параметрически возбужденных магнонов приходящихся на элементарную ячейку, Γ – коэффициент затухания параметрических магнонов в магнон-

[1] Мы опускаем несущественную зависимость амплитуды от направления волнового вектора фонона и вектора его поляризации.

фононном процессе релаксации. Можно показать, что в АФ при $T < \theta_D(\theta/\theta_D)^{1/2}$ (θ_D – температурах Дебая) величина γ_{ph} определяется не фонон-фононными, а фонон-магнонными процессами, при этом

$$\gamma^{\circ}_{m-ph}(\epsilon_{\mathbf{k}})/\gamma^{\circ}_{ph-m}(2\epsilon_{\mathbf{k}}) \approx 8a^3\frac{\epsilon_{\mathbf{k}}}{sk}f(T), \quad f(T) = e^{\epsilon_{\mathbf{k}}/T}\left(\frac{e^{\epsilon_{\mathbf{k}}/T}-1}{e^{2\epsilon_{\mathbf{k}}/T}-1}\right)^2.$$

Подставляя стационарное решение уравнений (5) в соотношение (3), получим

$$\Gamma(N) = \frac{\gamma^{\circ}_{m-ph}}{1+\eta(1+\xi)N/\gamma^{\circ}_{ph-m}}, \qquad \xi = 4a^3\frac{\epsilon_{\mathbf{k}}}{sk}\,\frac{\gamma^{\circ}_{ph-m}}{\gamma_m}. \tag{6}$$

Таким образом, затухание параметрических магнонов содержит часть существенно зависящую от N[1].

Стационарное число параметрических СВ N может быть получено из условия [7]:

$$h^2U^2 = S^2N^2 + \gamma_m^2, \qquad S = J_{\circ}\frac{\epsilon_{\circ}^2 + 3(\mu H)^2}{4\epsilon_{\mathbf{k}}^2}. \tag{7}$$

Учитывая, что $\gamma_m = \gamma'_m + \Gamma(N)$ (γ'_m – вклад в релаксацию магнонов всех процессов за исключением магнон-фононного), получим

$$h^2U^2 = S^2N^2 + \left[\gamma'_m + \frac{\gamma^{\circ}_{m-ph}}{1+\eta(1+\xi)N/\gamma^{\circ}_{ph-m}}\right]^2. \tag{8}$$

Из соотношения (8) можно видеть, что N является неоднозначной функцией h в некотором интервале значений СВЧ поля. Условие, когда оба корня совпадают имеет следующий вид $d(h^2U^2)/d(S^2N^2)$. Отсюда в предположении малости параметра $\eta N/\gamma^{\circ}_{ph-m}$ в точке однозначности имеем

$$N_{\circ} = \frac{\gamma_m}{S}\,\frac{\eta}{S}\,\frac{\gamma^{\circ}_{m-ph}}{\gamma^{\circ}_{ph-m}}. \tag{9}$$

---

[1] В принципе, нелинейное затухание вида (6) дает и трехмагнонный процесс слияния (V_{3m}), при этом $\eta_{3m} \gtrsim \eta_{m-ph}$. Однако параметрические СВ в процессе V_{3m} могут взаимодействовать только с магнонами больших энергий ($k \sim k_{\text{Бр}}$). По этой причине $\eta_{3m}/\gamma_m(k_{\text{Бр}}) \ll \eta_{m-ph}/\gamma_{ph}$ и процессы V_{3m} дают пренебрежимо малый вклад в величину скачка Δh.

Подставляя значение N_o в соотношение (8) получим

$$U^2 h_{c_2}^2 = \gamma_m^2 \left[1 - \left(\frac{\eta}{S}\right)^2 \left(\frac{\gamma^o_{m-ph}}{\gamma^o_{ph-m}}\right)^2 (1+\xi)^2\right], \qquad (10)$$

где

$$\gamma_m = \gamma'_m + \gamma^o_{m-ph} = U h_{c_1}. \qquad (11)$$

Последние соотношения для величины скачка $\Delta h = h_{c_1} - h_{c_2}$ при $\Delta h << h_c$ дают

$$\Delta h U \approx \gamma_m \left(\frac{\eta}{S} \cdot \frac{\gamma^o_{m-ph}}{\gamma^o_{ph-m}}\right)^2. \qquad (12)$$

Анализ соотношения (12) показывает, что величина Δh в области $T \lesssim 2$K является падающей функцией температуры и магнитного поля в согласии с экспериментальными данными работ [1 – 3]. При характерных значениях параметров $\theta \sim 5$K, $sk \sim \epsilon_k \sim 0{,}5$K, $J_o \sim 30$K, $Mc^2 \sim 10^5$K, $H \approx 1 \div 5$ *кэ* T 1,5K из соотношения (12) получаем порядок величины скачка $\Delta h \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ *мгц*, что также согласуется с экспериментальными данными.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Л.А.Прозорову за внимание к работе и ценные дискуссии.

Институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
16 сентября 1977 г.

Литература

[1] В.В.Кведер, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, **63**, 1105, 1972.

[2] В.И.Ожогин, А.Ю.Якубовский. ЖЭТФ, **63**, 2155, 1972.

[3] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, **65**, 2470, 1973.

[4] М.А.Савченко. ФТТ, **6**, 864, 1964.

[5] А.С.Боровик-Романов, Е.Г.Рудашевский. ЖЭТФ, **47**, 2095, 1964.

[6] В.С.Лутовинов, В.Л.Преображенский, С.П.Семин. Тезисы Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений, Донецк, 1977.

[7] В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ФТТ, **11**, 2017, 1969.