

О РАССЕЯНИИ СВЕТА ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СПИНОВЫМИ ВОЛНАМИ

А.С. Михайлов

Рамановское рассеяние света на колебаниях магнитного момента при параллельной накачке в ферромагнетиках может быть использовано для диагностики состояния системы возбужденных спиновых волн.

При параллельной накачке спиновых волн (СВ) в ферромагнетиках может, как показано в работе [1], осуществляться стационарное состояние системы параметрически возбужденных магнонов (ПВМ), при этом выполняются соотношения:¹⁾

$$\langle a_{\mathbf{k}} \rangle = 0, \quad \langle a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \rangle = N_{\mathbf{k}}, \quad \langle a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} \rangle = \sigma_{\mathbf{k}} e^{-i\omega_p t}, \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю ПВМ, $a_{\mathbf{k}}^+$ есть оператор рождения магнона с волновым вектором \mathbf{k} , ω_p – частота накачки; значения плотности ПВМ $N_{\mathbf{k}}$ и величины $\sigma_{\mathbf{k}}$ зависят от амплитуды накачки и от характеристик магнон-магнонного взаимодействия. Чтобы прояснить физическое значение соотношений (1) перейдем к описанию системы ПВМ в терминах волн намагниченности m и сравним ее с двумя известными распределениями СВ.

Обращая преобразования Холстейна – Примакова (ХП) и Боголюбова–Тябликова (БТ) и переходя к координатному представлению, получаем из (1) следующие соотношения:

$$m_{x,y}(rt) \rangle = 0, \quad \langle m_z(rt) \rangle = P_z + Q_z \cos(\omega_p t - \phi_z), \\ \langle m_{\alpha}(rt) m_{\beta}^*(rt) \rangle = P_{\alpha\beta} + Q_{\alpha\beta} \cos(\omega_p t - \phi_{\alpha\beta}), \quad (2)$$

где $P_z, P_{\alpha\beta}, Q_z, Q_{\alpha\beta}, \phi_z, \phi_{\alpha\beta}$ – действительные величины, функции $N_{\mathbf{k}}$ и $\sigma_{\mathbf{k}}$ и коэффициентов ХП и БТ преобразований; здесь и далее ось z используемой системы координат направлена по вектору статической намагниченности M , $\alpha, \beta = x, y$. Отметим, что в правых частях соотношений (1) отсутствует зависимость от координаты r .

Как известно, для теплового равновесного шума СВ справедливы соотношения:

$$\langle m_{x,y}(rt) \rangle = 0, \quad \langle m_z(rt) \rangle = \text{const}(rt), \quad \langle m_{\alpha}(rt) m_{\beta}^*(rt) \rangle = \text{const}(rt). \quad (3)$$

Можно создать и иное распределение СВ, с однородными или неоднородными колебаниями намагниченности, $\langle m_{x,y}(rt) \rangle \neq 0$. Такое распределение обычно называют *когерентным*, его можно представить в виде суперпозиции стоячих СВ.

¹⁾ Соотношения (1) справедливы и для распределения ПВМ, полученного в работе [2].

Сравнивая характеристики этих трех распределений, мы видим, что система ПВМ, описываемая формулами (1), представляет шумовое, а не когерентное распределение; однако, в отличие от теплового шума, в данном случае средние $\langle m_x \rangle$ и $\langle m_\alpha m_\beta^* \rangle$ зависят от времени. (Такое шумовое распределение как бы "дышит" с частотой накачки).

Неупругое (рамановское) рассеяние света может быть связано с магнитными [3] и электрическими [4] переходами. Мы учитываем оба процесса²⁾. Рассеяние света на ПВМ рассчитывалось нами, следуя работе [3], с учетом зависимости диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ ферромагнетика от колебаний намагниченности, $\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \delta_{ij} + i f \epsilon_{ijk} m_k$ в случае прозрачной оптически изотропной среды (ϵ_{ijk} — абсолютно антисимметричный тензор третьего ранга). Здесь и далее подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.

Дифференциальное сечение рассеяния света единицей объема ферромагнетика таково:

$$\frac{d\epsilon}{d\Omega} = \frac{\omega^2}{2\pi c^4} S_{\alpha\beta}(n) \langle m_\alpha(qt) m_\beta^*(qt) \rangle, \quad (4)$$

где, если падающий свет неполяризован,

$$\left\{ \begin{aligned} S_{\alpha\beta} &= S_{\alpha\beta}^e + S_{\alpha\beta}^m + S_{\alpha\beta}^{em}, \\ S_{\alpha\beta}^m &= \frac{1}{2} (g\epsilon_0)^2 \{ \sin^2 \theta \delta_{\alpha\beta} + \cos \theta (n_\alpha n_\beta^\circ + n_\beta n_\alpha^\circ) \}, \\ S_{\alpha\beta}^e &= \frac{1}{32\pi^2} (f\omega)^2 \{ n_\alpha^\circ n_\beta^\circ + n_\alpha n_\beta + (n^\circ n)_\alpha (n^\circ n)_\beta \}, \\ S_{\alpha\beta}^{em} &= \frac{1}{4\pi} (\epsilon_0 \omega f g) (n_\alpha n_\beta^\circ + n_\beta n_\alpha^\circ), \quad \cos \theta = n n^\circ \end{aligned} \right. \quad (5)$$

и для системы ПВМ, описываемой соотношениями (1), можно получить:

$$\left\{ \begin{aligned} \langle m_\alpha(qt) m_\beta^*(qt) \rangle &= a_{\alpha\beta}(q) N_q + b_{\alpha\beta}(q) \sigma_q e^{-i\omega_p t} + \text{к.с.} \\ a_{xx}(yy) &= \frac{\mu_0 M_0}{2\hbar \omega_s(q)} (A_q \mp \text{Re} B_q), \quad b_{xx}(yy) = \frac{\mu_0 M_0}{2\hbar \omega_s(q)} (\pm A_q - B_q) \\ a_{xy} = a_{yx} &= 0 \quad b_{xy} = b_{yx}^* = i \frac{\mu_0 M_0}{2}. \end{aligned} \right. \quad (6)$$

²⁾ По расчетам Ле Галла [5] вклады этих двух процессов сравниваются для ЖИГ в коротковолновой части светового спектра.

В формулах (4) – (6) n° – единичный вектор в направлении падающего, а n – в направлении рассеянного света, $q = \frac{1}{\lambda}(n - n^\circ)$, ω – частота и $\lambda = c/\sqrt{\epsilon_0} \omega$ – длина волны падающего света, g – гироманнитное отношение, $d\Omega$ – дифференциал телесного угла, μ_0 – магнетон Бора, $\omega_s(q)$ – частоты СВ, A_q и B_q – коэффициенты недиагонализированного СВ гамильтониана, $|B_q| \ll A_q$ (см. [6]). Заметим, что величина $S_{\alpha\beta}^{em}$ в формулах (5) появляется из-за интерференции между "магнитно" и "электрически" рассеянным светом.

Из формул (4) и (6) следует, что сечение рассеяния (т. е. относительная интенсивность света, рассеянного в данный угол) периодически меняется с течением времени. Это означает, что, при выполнении соотношений (1), свет, рассеянный на системе ПВМ, *промодулирован частотой накачки*.

Для того, чтобы некогерентный поток света был промодулирован по интенсивности некоторой частотой $\omega_1 - \omega_2$, недостаточно того, что он состоит из фотонов частоты ω_1 и ω_2 . Действительно, пусть

$$E_{1,2}(rt) = e_{1,2} \exp \left\{ i \omega_{1,2} \left(\frac{x}{c} - t \right) + i \phi_{1,2} \right\} + \text{к.с.}, \quad (7)$$

причем $e_{1,2}$ и $\phi_{1,2}$ являются случайными величинами, $e_{1,2}$ – действительные положительные амплитуды. Поскольку свет некогерентный, среднее по ансамблю фотонов значение напряженности электрического поля $\langle E_{1,2}(rt) \rangle = 0$, и, следовательно, $\langle e_{1,2} e^{i\phi_{1,2}} \rangle = 0$. При этом интенсивность этого светового потока есть

$$I \propto \langle e_1^2 \rangle + \langle e_2^2 \rangle + \langle e_1 e_2 e^{i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle \exp \left\{ i(\omega_1 - \omega_2) \left(\frac{x}{c} - t \right) \right\} + \text{к.с.} \quad (8)$$

Следовательно, свет является промодулированным, когда среднее по ансамблю $\langle e_1 e_2 e^{i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle$ отлично от нуля (или, вводя $\tilde{e}_{1,2} \equiv e_{1,2} e^{i\phi_{1,2}}$, когда $\langle \tilde{e}_1 \tilde{e}_2^* \rangle \neq 0$).

Характер распределения ПВМ в k -пространстве определяет анизотропию рассеяния. Если распределения ПВМ являются сингулярными, как полученные в работе [1], то рассеяние света резко анизотропно. Когда ПВМ распределены по сфере радиуса k_0 в k -пространстве, так что $\sigma_k = \frac{1}{4\pi k_0^2} \sigma_0 \delta(|k| - k_0)$ и $N_k = \frac{1}{4\pi k_0^2} N_0 \delta(|k| - k_0)$, то рассеяние на ПВМ происходит при выполнении условия $k_0 \lambda < 2$, а рассеянный свет сосредоточен на конусе $\cos \theta_0 = 1 - \frac{k_0 \lambda}{2}$. В общем случае, свет рассеивается в тех направлениях n , для которых значения k , $k = \pm \frac{1}{\lambda}(n - n^\circ)$, принадлежат к множеству точек в k -пространстве, в которых сосредоточено сингулярное распределение ПВМ.

При учете двухмагнитных процессов, законы сохранения которых не налагают столь сильных ограничений на направление рассеянного света, кроме рассеяния света в отдельных направлениях должен наблюдаться также и равномерный "фон" рассеянного света.

Автор глубоко благодарен М.И.Каганову за руководство работой, А.С.Боровику-Романову и В.Е.Захарову – за обсуждение и полезные замечания.

Поступила в редакцию
21 июня 1974 г.

Литература

- [1] В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, 59, 1200, 1970.
 - [2] В.М.Цукерник, Р.П.Янкелевич. Письма в ЖЭТФ, 17, 590, 1973.
 - [3] Ф.Г.Басс, М.И.Каганов. ЖЭТФ, 37, 1390, 1959.
 - [4] R.J.Elliott, R.Loudon. Phys. Rev. Lett., 3, 189, 1963.
 - [5] H.Le Gall. Spin-photon interactions in magnetic crystals. 1st Summer School in Magneto-optics, Pohradi, ČSSR, 1973.
 - [6] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. Спиновые волны, М., изд. Наука, 1967, § 18.
-