1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 3
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 3

УДК 535 : 530.182

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА СПИН-ФОТОННЫМИ МОДАМИ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

С. Б. Борисов, И. Л. Любчанский, В. Л. Соболев

В рамках микроскопической теории магнитоэкситонных поляритонов изучено комбинационное рассеяние света спин-фотонными модами (магнитными поляритонами) в магнитных диэлектриках. Вычислены соответствующий тензор рассеяния, поток энергии и поляритонный фактор, характеризующие исследуемый эффект.

1. Одним из наиболее эффективных методов изучения закона дисперсии квазичастиц в твердых телах является спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) света. Применение методов КР позволяет получать надежную информацию о спектре элементарных возбуждений в кристаллах (фононов, магнонов и др.), в том числе о его особенностях, обусловленных взаимодействием квазичастиц с полем излучения (поляритонные эффекты). Процесс КР на поляритонах в немагнитных диэлектриках достаточно хорошо исследован (см., например, обзор [1] и имеющуюся там библиографию). Спектроскопия КР может быть использована и для изучения спин-фотонных мод (магнитных поляритонов) [2], которые наблюдались в экспериментах по прохождению электромагнитного излучения через образцы магнитоупорядоченных кристаллов FeF_2 [3] и K_2CuF_4 [4]. Теоретически возможность КР магнитными поляритонами рассматривалась в [5-7]. В этих работах сечение КР вычислено в рамках полуфеноменологического подхода; в частности, связь электрического поля электромагнитной волны (ЭМВ) с колебаниями намагниченности, соответствующими магнитному поляритону, описывалась с помощью магнитооптических тензоров.

Микроскопическое описание КР спин-фотонными модами, по нашему мнению, целесообразно проводить в рамках изложенной в [8, 9] теории магнитоэкситонных поляритонов (МЭП) — гибридных квазичастиц, в спектре которых учтено взаимодействие экситонов и магнонов с полем излучения. Целью настоящей работы является исследование особенностей КР магнитными поляритонами и вычисление компонент магнитооптического тензора в магнитных диэлектриках (МД).

2. В рамках феноменологической теории КР на спиновых волнах (СВ) описывается следующим образом [10]. Фурье-компонента изменения вектора электрической поляризации МД $\Delta\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega)$, обусловленная колебаниями намагниченности $\Delta\mathcal{M}(\mathbf{k}, \omega)$, определяется выражением

$$\Delta P_\alpha(\mathbf{k}, \omega) = iN^{-1/2}\mathcal{M}_0^{-1} \sum_{\mathbf{k}', \omega'} f_{\alpha\beta\gamma} E_\beta(\mathbf{k}', \omega)\, \Delta\mathcal{M}_\gamma(\mathbf{k}-\mathbf{k}', \omega-\omega'), \tag{1}$$

где $\mathcal{M}_0$ — намагниченность насыщения, $f_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор линейной магнитооптической связи. При учете спин-фотонного взаимодействия (т. е. взаимодействия $\Delta\mathcal{M}$ с магнитным полем ЭМВ $\mathbf{H}$) компоненты Фурье $\Delta\mathcal{M}(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega)$ связаны тензором магнитной восприимчивости $\chi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)$

$$\Delta\mathcal{M}_\alpha(\mathbf{k}, \omega) = \chi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)\, H'_{\beta_1}(\mathbf{k}, \omega). \tag{2}$$

Энергия взаимодействия электрического поля ЭМВ $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ с $\Delta\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega)$ определяется известным выражением

$$W = -v_0 \sum_{\mathbf{k}, \omega} \mathbf{E}^*(\mathbf{k}, \omega)\, \Delta\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{\substack{\mathbf{k}, \omega \\ \mathbf{k}', \omega'}} W_{\mathbf{k}\omega;\, \mathbf{k}'\omega'}, \tag{3}$$

$$W_{\mathbf{k}\omega;\, \mathbf{k}'\omega'} = -i v_0 N^{-1/2} \mathscr{M}_0^{-1} f_{\alpha\beta\gamma} E^*_\alpha(\mathbf{k}, \omega)\, E_\beta(\mathbf{k}, \omega)\, \chi_{\gamma\delta}(\mathbf{k}-\mathbf{k}', \omega-\omega') \times \\ \times H_\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}', \omega-\omega'), \tag{4}$$

v_0 — объем элементарной ячейки, N — число ячеек в кристалле. Процессу КР спин-фотонной модой частоты Ω с волновым вектором $\mathbf{q}$ соответствует слагаемое $W_{\mathbf{k}_1\omega_1;\, \mathbf{k}_2\omega_2}$, для которого частоты ω_1, ω_2 и волновые векторы $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ падающего и рассеянного света связаны соотношениями $\omega_1 = \omega_2 \pm \Omega$, $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{q}$.

При микроскопическом описании процесса КР спин-фотонными модами учтем поляритонные эффекты как в электрической, так и в магнитной подсистемах МД. При этом ограничимся рассмотрением спин-орбитального механизма рассеяния ЭМВ магнитной подсистемой МД, который вносит наиболее существенный вклад в рассматриваемый процесс (соответствующие оценки приведены в [11]). Эффекту КР спин-фотонными модами соответствует кубическая по операторам рождения и уничтожения МЭП часть гамильтониана

$$\mathscr{H}_{LS}^{\mathrm{III}} = \frac{\lambda_{LS} v_0}{\hbar\mu_0} \sum_n \mathbf{L}_n \mathscr{M}_n,$$

где $\mathbf{L}_n$ — оператор орбитального момента, λ_{LS} — константа спин-орбитального взаимодействия, μ_0 — магнетон Бора, n — номер узла МД. Так как в рассматриваемом процессе частоты двух МЭП $\omega_{\mathbf{k}_1\sigma_1}$, $\omega_{\mathbf{k}_2\sigma_2}$ лежат в оптической, а частота третьего МЭП $\omega_{\mathbf{q}\sigma_3}$ — в спин-волновой областях спектра, то в выражении для $\mathscr{H}_{LS}^{\mathrm{III}}$ наиболее существенными слагаемыми являются следующие:

$$\mathscr{H}_{LS}^{\mathrm{III}} = \frac{\lambda_{LS} v_0}{\hbar\mu_0 N^{1/2}} \sum_{\mathbf{k}\mu,\, \mathbf{k}'\mu'} \mathrm{L}_{\mathbf{k}'\mu';\, \mathbf{k}\mu} B^+_{\mathbf{k}'\mu'} B_{\mathbf{k}\mu} (\mathscr{M}_{0;\, \mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \lambda} b_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \lambda} + \mathscr{M}_{\mathbf{k}-\mathbf{k}',\, \lambda;\, 0} b^+_{\mathbf{k}-\mathbf{k}',\, \lambda}). \tag{5}$$

Здесь $\mathrm{L}_{\mathbf{k}\mu;\, \mathbf{k}'\mu'}$ и $\mathscr{M}_{0;\, \mathbf{k}\lambda}$ — матричные элементы $\mathbf{L}$ и $\mathscr{M}$, вычисленные на волновых функциях магнитных экситонов и СВ соответственно; μ, λ — номера ветвей спектра.

Переходя в (5) к операторам рождения и уничтожения МЭП с помощью u—v-преобразования Боголюбова—Тябликова [8], получим

$$\mathscr{H}_{LS}^{\mathrm{III}} = \sum_{\substack{\mathbf{k}, \mathbf{k}' \\ \sigma, \sigma', \sigma''}} \Phi_{\sigma\sigma'\sigma''}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\, \eta^+_{\mathbf{k}\sigma} \eta^+_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \sigma''} \eta_{\mathbf{k}'\sigma'} + \text{э. с.}, \tag{6}$$

где $\Phi_{\sigma\sigma'\sigma''}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ — амплитуда трехполяритонного взаимодействия

$$\Phi_{\sigma\sigma'\sigma''}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \lambda_{LS} N^{-1/2} v_0 \hbar^{-1} \mu_0^{-1} \sum_{\mu\mu'} \{(L_{\mathbf{k}\mu;\, \mathbf{k}'\mu'} u^*_{\mathbf{k}\mu\sigma} u_{\mathbf{k}'\mu'\sigma'} + L_{-\mathbf{k}'\mu';\, -\mathbf{k}\mu} v^*_{-\mathbf{k}\mu\sigma} v_{-\mathbf{k}'\mu'\sigma'}) \times \\ \times (\mathscr{M}_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \lambda;\, 0} u^*_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \lambda\sigma''} + \mathscr{M}_{0;\, \mathbf{k}-\mathbf{k}',\, \lambda} v^*_{\mathbf{k}-\mathbf{k}',\, \lambda\sigma''}) + L_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \mu';\, -\mathbf{k}\mu} u_{\mathbf{k}'-\mathbf{k},\, \mu'\sigma'} \times \\ \times (\mathscr{M}_{0;\, \mathbf{k}'\lambda} u_{\mathbf{k}'\lambda\sigma''} + \mathscr{M}_{-\mathbf{k}\lambda';\, 0} v_{-\mathbf{k}\lambda\sigma''})\}.$$

В (6) $\eta^+_{\mathbf{k}\sigma}$ $(\eta_{\mathbf{k}\sigma})$ — операторы рождения (уничтожения) МЭП с волновым вектором $\mathbf{k}$ ветви σ. Явный вид коэффициентов $u_{\mathbf{k}\mu\sigma}$, $v_{\mathbf{k}\mu\sigma}$ приведен в работах [8, 11]. Наряду с (5) вклад в трехполяритонный гамильтониан дадут кубические по операторам квазичастиц слагаемые, описывающие ангармонизм в системе магнитных экситонов (B^+BB) и СВ (b^+bb), которые обусловлены диполь-дипольными взаимодействием в соответствующих подсистемах, нелинейными электро- и магнитодипольным моментами, взаимодействующими с ЭМВ (B^+Ba, b^+ba), а также другие механизмы КР на СВ (см., например, [12]). Однако связанные со всеми этими процессами добавки к амплитуде $\Phi_{\sigma\sigma'\sigma''}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ малы и в настоящей работе не учитываются. Матричный элемент $\mathscr{M}_s$ оператора $\mathscr{H}_{LS}^{\mathrm{III}}$ (6), описывающий стоксово КР, при котором уничтожается МЭП ветви σ_1 с волновым вектором $\mathbf{k}_1$ и рождаются МЭП ветвей σ_2, σ_3 с волновыми векторами $\mathbf{k}_2$, $\mathbf{q}=\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2$ соответственно, в первом порядке теории возмущений имеет вид

$$\mathscr{M}_s = V^{-1/2} N^{1/2}_{\mathbf{k}_1\sigma_1} (N_{\mathbf{k}_2\sigma_2}+1)^{1/2} (N_{\mathbf{q}\sigma_3}+1)^{1/2} \{\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta} (\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_1\sigma_1})^*_\beta (\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_2\sigma_2})_\gamma (\mathbf{e}^H_{\mathbf{q}\sigma_3})_\delta + \alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta} (\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_1\sigma_1})^*_\beta \times$$
$$\times (\mathbf{e}^H_{\mathbf{k}_2\sigma_2})_\gamma (\mathbf{e}^E_{\mathbf{q}\sigma_3})_\delta + \alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta} (\mathbf{e}^H_{\mathbf{k}_1\sigma_1})^*_\beta (\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_2\sigma_2})_\gamma (\mathbf{e}^E_{\mathbf{q}\sigma_3})_\delta\}, \tag{7}$$

где $N_{\mathbf{k}\sigma}$ — число заполнения состояния $(\mathbf{k}, \sigma)$ МЭП; V — объем кристалла; $\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}\sigma}$, $\mathbf{e}^H_{\mathbf{k}\sigma}$ — единичные векторы, по которым раскладываются поляритонные амплитуды электрической и магнитной индукции ЭМВ в кристалле [11]. Явный вид тензора рассеяния в кристалле определенной симметрии можно получить из (6), (7), используя соответствующие выражения для u—v-коэффициентов [8, 11]. В случае двуосного кристалла, согласно [11], $\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}$ имеет вид

$$\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta} = A \left(\Lambda^{\mathbf{k}_1}_s \Lambda^{\mathbf{k}_2}_s \Lambda^{\mathbf{q}}_\mu\right) \sum_{\mu, \mu'}{}' p^\beta_{\mathbf{k}_1\mu;\, 0} p^\gamma_{0;\, \mathbf{k}_2\mu'} \chi_{\rho\delta}(\omega_{\mathbf{q}\sigma_3}) \mathscr{L}^\rho_{\mu\mu'}(\mathbf{k}_1\sigma_1, \mathbf{k}_2\sigma_2),$$

$$\mathscr{L}^\rho_{\mu\mu'}(\mathbf{k}_1\sigma_1, \mathbf{k}_2\sigma_2) = \frac{L^\rho_{\mathbf{k}_2\mu';\, \mathbf{k}_1\mu}}{(E_{\mathbf{k}_1\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1})(E_{\mathbf{k}_2\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2})} + \frac{L^\rho_{-\mathbf{k}_1\mu;\, -\mathbf{k}_2\mu'}}{(E_{\mathbf{k}_1\mu} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1})(E_{\mathbf{k}_2\mu} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2})}, \tag{8}$$

$$A = \lambda_{LS} \mu_0^{-1} (2\pi)^{3/2} v_0^2 [\hbar (\mathbf{v}_{\mathbf{k}_1\sigma_1}, \mathbf{k}_1)(\mathbf{v}_{\mathbf{k}_2\sigma_2}, \mathbf{k}_2)(\mathbf{v}_{\mathbf{q}\sigma_3}, \mathbf{q})]^{1/2},$$

$\mathbf{v}_{\mathbf{k}\sigma}$ — групповая скорость МЭП; $\mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma}$ — энергия МЭП; $\Lambda^{\mathbf{k}}_s$, $\Lambda^{\mathbf{k}}_\mu$ — «электрический» и «магнитный» факторы, определяемые компонентами тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и $\mu_{\alpha\beta}$. Тензор $\chi_{\alpha\beta}$ на частоте $\omega_{q\sigma_3}$ определен в рамках теории МЭП и имеет стандартный вид [8]; $\mathbf{p}_{0;\, \mathbf{k}\mu}$ — матричные элементы оператора электродипольного момента; $E_{\mathbf{k}\mu}$, $\mathscr{E}_{\mathbf{k}\lambda}$ — энергии магнитных экситонов и СВ. Тензоры $\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta}$, $\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta}$ имеют аналогичный вид (см. формулы (П. 1), (П. 2) Приложения). Из оценок, приведенных в Приложении (см. П. 4)), следует, что основной вклад в рассматриваемый эффект обусловлен тензором $\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}$, который и будет учитываться в дальнейшем.

Входящие в тензор КР (8) множитель $\mathscr{L}^\rho_{\mu\mu'}$ и тензор высокочастотной магнитной восприимчивости $\chi_{\alpha\beta}$ имеют резонансные знаменатели, которые наиболее существенны при энергиях МЭП, близких к энергиям магнитного экситона и СВ соответственно. Поэтому приближение частот МЭП при КР к частотам соответствующих возбуждений приводит к резонансному возрастанию значений компонент тензора КР. Наиболее интересной представляется ситуация, когда выполняются резонансные условия двух типов: если частоты падающего и рассеянного излучения вблизи экситонных полос поглощения, а рожденный или уничтоженный в элементарном акте рассеяния магнон попадает в область спин-фотонного расщепления, то при этом будет наблюдаться существенное увеличение интенсивности регистрируемого излучения. Качественная зависимость $|\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}|^2$ — величины, определяющей интенсивность КР в зависимости от частот МЭП, участвующих в элементарном акте процесса, приведена на рисунке. Отметим также, что в тензоре КР спин-фотонными модами отсутствуют расходимости, присущие теории рассеяния света, не учитывающей поляритонные эффекты при описании ЭМВ в кристаллах. Учет МЭ-фотонного и СВ-фотонного взаимодействий приводит к тому, что нормальные ЭМВ и МД с энергиями $\mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma}=E_{\mathbf{k}\mu}$ и $\mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma}=\mathscr{E}_{\mathbf{k}\lambda}$ существовать не могут; так, в спектре МЭП возникают «бутылочные горлышки» двух типов (экситонные и магнонные), ширина которых и определяется формулами [2]

$$\Delta\omega^2_{\text{МЭ-фот}} \simeq 2\omega_\mu\omega_p, \quad \Delta\omega^2_{\text{СВ-фот}} \simeq 2\omega_\lambda\omega_0,$$

где ω_p — плазменная частота; ω_μ, ω_λ — частоты, соответствующие МЭ и СВ; ω_0 — частота антиферромагнитного резонанса.

3. При сопоставлении феноменологического и микроскопического описания КР света спин-фотонными модами величине $W_{\mathbf{k}_1\omega_1;\,\mathbf{k}_2\omega_2}$ (4) соответствует матричный элемент $\mathcal{M}_s$ (7) оператора $\mathcal{H}_{LS}^{\mathrm{III}}$. Запишем основное слагаемое в (7) в виде

$$\mathcal{M}_s = N^{-1/2}\lambda_{LS}\hbar^{-1}\mu_0^{-1}v_0^2\chi_{\delta\rho}(\omega_{\mathbf{q}\sigma_s})(\mathbf{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1})^*_\beta(\mathbf{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2})_\gamma(\mathbf{H}_{\mathbf{q}\sigma_s})_\delta \sum_{\mu,\,\mu'} p^\beta_{\mathbf{k}_1\mu;\,0}\, p^\gamma_{0;\,\mathbf{k}_2\mu'}\, \mathcal{L}^\rho_{\mu\mu'}(\mathbf{k}_1\sigma_1,\ \mathbf{k}_2\sigma_2), \tag{9}$$

где поляритонные амплитуды электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей ЭМВ определяются выражениями

$$\mathbf{E}_{\mathbf{k}\sigma}\eta_{\mathbf{k}\sigma}\,|N_{\mathbf{k}\sigma}\rangle = \mathbf{e}^E_{\mathbf{k}\sigma}\left[\frac{2\pi\hbar(\mathbf{v}_{\mathbf{k}\sigma},\ \mathbf{k})\,\Lambda^{\mathbf{k}}_\varepsilon}{v_0}\right]^{1/2} N^{1/2}_{\mathbf{k}\sigma}\,|N_{\mathbf{k}\sigma}-1\rangle,$$

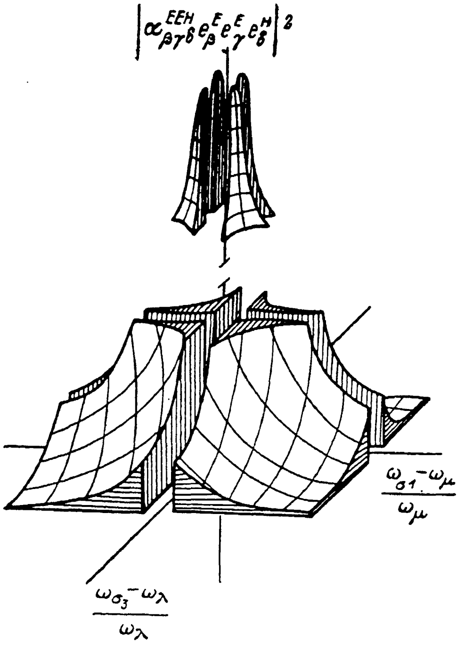
$$H_{\mathbf{k}\sigma}\eta_{\mathbf{k}\sigma}\,|N_{\mathbf{k}\sigma}\rangle = \mathbf{e}^H_{\mathbf{k}\sigma}\left[\frac{2\pi\hbar(\mathbf{v}_{\mathbf{k}\sigma},\ \mathbf{k})\,\Lambda^{\mathbf{k}}_\mu}{v_0}\right]^{1/2} N^{1/2}_{\mathbf{k}\sigma}\,|N_{\mathbf{k}\sigma}-1\rangle.$$

Здесь $|N_{\mathbf{k}\sigma}\rangle$ — волновая функция гамильтониана невзаимодействующих МЭП. Сопоставляя (4) с (9), получим, что линейный магнитооптический тензор, выраженный через характеристики МЭП и МД, имеет вид

$$f^{\text{МЭП}}_{\beta\gamma\delta} = im_0\lambda_{LS}v_0\hbar^{-1}\sum_{\mu,\,\mu'} p^\beta_{\mathbf{k}_1\mu;0}\,p^\gamma_{0;\,\mathbf{k}_2\mu'}\times$$
$$\times\,\mathcal{L}^\delta_{\mu\mu'}(\mathbf{k}_1\sigma_1,\ \mathbf{k}_2\sigma_2), \tag{10}$$

где $m_0 = \mathcal{M}_0 v_0\mu_0^{-1}$.

Оценим интервал углов рассеяния θ, при которых возможно наблюдение поляритонных эффектов в магнитной подсистеме МД с помощью КР. Из закона сохранения волновых векторов квазичастиц, участвующих в элементарном акте процесса, следует, что



Схематическая зависимость интенсивности КР спин-фотонными модами от разности частот МЭП (ω_σ) и кристаллических квазичастиц — магнитных экситонов ω_μ и магнонов ω_λ.

$$\theta = \arcsin(q/2k_1). \tag{11}$$

Численные значения q, соответствующие полосе спин-фотонных мод, определим из данных экспериментов по прохождению электромагнитного излучения через кристаллы FeF_2 [3]: $0.5\cdot10^3$ см$^{-1} \leqslant q \leqslant 2\cdot10^3$ см$^{-1}$. Характерные величины k_1 в видимой ($k_1 = 1.22\cdot10^5$ см$^{-1}$) и ближней инфракрасной ($k_1 = 5.46\cdot10^4$ см$^{-1}$) областях спектра ЭМВ соответствуют длинам волн аргонового ($\lambda_{Ar} = 0.5145$ мкм) и гелий-неонового ($\lambda_{He-Ne} = 1.15$ мкм) лазеров соответственно. При указанных значениях q и k_1 из (11) получим

$$0.3^\circ \leqslant \theta \leqslant 1^\circ,\ \lambda_{Ar} = 0.5145\ \text{мкм};\ 0.5^\circ \leqslant \theta \leqslant 2^\circ,\ \lambda_{He-Ne} = 1.15\ \text{мкм}. \tag{12}$$

Из проведенных оценок (12) следует, что спин-фотонное расщепление в спектре нормальных ЭМВ антиферромагнетика FeF_2 может наблюдаться в разумном для экспериментальных исследований интервале углов рассеяния.

Найдем световой поток, рассеянный в единичный телесный угол вблизи направления $\mathbf{s}_2$ и характеризующий КР на спин-фотонных модах МД, в рамках теории МЭП. Аналогичные вычисления для КР на поляритонах в немагнитных диэлектриках изложены, например, в [1, 13]. Используя эти результаты, получим

$$P_{\text{МЭП}}(\mathbf{s}_2) = \frac{2\pi V \omega_{\mathbf{k}_2\sigma_2} \mathcal{J}_{\mathbf{k}_1\sigma_1} n^2_{\sigma_2}(\mathbf{k}_2) \left| \alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta} \left(\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_1\sigma_1}\right)^*_\beta \left(\mathbf{e}^E_{\mathbf{k}_2\sigma_2}\right)_\gamma \left(\mathbf{e}^E_{\mathbf{q}\sigma_3}\right)_\delta \right|^2}{\omega_{\mathbf{k}_1\sigma_1} c^2 \hbar^2 v^{s_1}_{\mathbf{k}_1\sigma_1} \left(v^{s_2}_{\mathbf{k}_2\sigma_2} - v^{s_3}_{\mathbf{q}\sigma_3} \cos\Psi\right)}, \tag{13}$$

$$\mathcal{J}_{\mathbf{k}_1\sigma_1} = \frac{N_{\mathbf{k}_1\sigma_1} v_{\mathbf{k}_1\sigma_1}}{V} \hbar\omega_{\mathbf{k}_1\sigma_1}$$

— интенсивность падающего излучения,

$$\cos\Psi = k_1^{-1}\left[k_2 - q\cos(k_1, q)\right], \quad v^s = \mathbf{v}s/|\mathbf{v}|, \quad \mathbf{s} = \mathbf{k}\,|\mathbf{k}|^{-1}.$$

Если пренебречь эффектами спин-фотонного взаимодействия (эта ситуация возможна, когда частота спинового возбуждения $\omega_{q\sigma_3}$ лежит вне области спин-фотонного расщепления), то коэффициенты u—v-преобразования, описывающие переход от СВ к МЭП, примут вид $u_{\mathbf{k}\lambda\sigma} = \delta_{\omega_{\mathbf{k}\lambda}, \omega_{\mathbf{k}\sigma}}$, $v_{\mathbf{k}\sigma\lambda} = 0$. В этом случае в тензоре КР света на СВ $\alpha^{(\text{СВ})}_{\beta\gamma}$ будут некоторые отличия от выражения (8), а именно: $\Lambda^{\mathbf{q}}_\mu = 1$, вместо тензора высокочастотной магнитной восприимчивости $\chi_{\alpha\beta}$ (имеющего резонансные знаменатели на частотах спиновых возбуждений) в $\alpha^{\text{СВ}}_{\beta\gamma}$ входит матричный элемент $\mathcal{M}_{0;\,\mathbf{q}\lambda}$. Поэтому в выражении для $\alpha^{\text{СВ}}_{\beta\gamma}$ не возникает резонансная зависимость от частоты вблизи пересечения дисперсионных кривых СВ и фотонов. Световой поток, соответствующий КР на СВ без учета спин-фотонного взаимодействия $P_{\text{СВ}}$, вычисляется аналогично формуле (13) и имеет вид, подобный $P_{\text{МЭП}}$ (13). Различия выражений для $P_{\text{МЭП}}$ и $P_{\text{СВ}}$ следующие: 1) в $P_{\text{СВ}}$ входит тензор КР $\alpha^{(\text{СВ})}_{\beta\gamma}$ вместо тензора $\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}$ в $P_{\text{МЭП}}$; 2) групповая скорость спин-фотонной моды $v_{\mathbf{q}\sigma_3}$ заменяется групповой скоростью СВ $v_{q\lambda}$, которая при пренебрежении ПД равна нулю; 3) частоты, групповые скорости, показатель преломления, векторы поляризаций и интенсивность падающего излучения характеризуют экситонные поляритоны.

Подобно тому, как в [1, 13] учитывались эффекты фонон-фотонного взаимодействия в КР, из (13) найдем поляритонный фактор $\Pi^{\text{МЭП}}_{\text{СВ}}$, характеризующий отличие $P_{\text{МЭП}}$ и $P_{\text{СВ}}$

$$\Pi^{\text{МЭП}}_{\text{СВ}} = \frac{P_{\text{МЭП}}}{P_{\text{СВ}}} = \frac{1}{2}\left(\mathbf{v}_{\mathbf{q}\sigma_3}, \mathbf{q}\right) \Lambda^{\mathbf{q}}_\mu \left.\frac{\partial\mu_{\alpha\beta}}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_{q\sigma_3}} \left(\mathbf{e}^H_{\mathbf{q}\sigma_3}\right)_\alpha \left(\mathbf{e}^H_{\mathbf{q}\sigma_3}\right)^*_\beta. \tag{14}$$

Величина $\Pi^{\text{МЭП}}_{\text{СВ}}$ учитывает проявление эффектов смешивания СВ и фотонов в спектре КР. Из (14) видно, что учет спин-фотонного взаимодействия наиболее существен в области сильной частотной дисперсии $\mu_{\alpha\beta}$ (т. е. при малоугловом КР (см., например, [6])). При $\omega_{\mathbf{q}\sigma_3} \to \omega_{\mathbf{q}\lambda}$ $\Pi^{\text{МЭП}}_{\text{СВ}} \to 1$ и, как следует из (14), $P_{\text{МЭП}} = P_{\text{СВ}}$.

Авторы признательны М. И. Каганову и Ю. Н. Поливанову за обсуждение работы и ряд полезных замечаний.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражение для тензоров рассеяния $\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta}$ и $\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta}$ в (7) имеют вид

$$\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta} = A\left(\Lambda^{\mathbf{k}_1}_\varepsilon \Lambda^{\mathbf{k}_2}_\mu \Lambda^{\mathbf{q}}_\varepsilon\right)^{1/2} \chi^{\sigma_2}_{\rho\delta}(\mathbf{k}_2) \sum_{\mu\mu'} P^\beta_{\mathbf{k}_1\mu;\,0} P^\gamma_{0;\,\mathbf{q}\mu'} \mathcal{L}^\rho_{\mu\mu'}(\mathbf{k}_1\sigma_1, \mathbf{q}\sigma_3), \tag{П. 1}$$

$$\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta} = A\left(\Lambda^{\mathbf{k}_1}_\mu \Lambda^{\mathbf{k}_2}_\varepsilon \Lambda^{\mathbf{q}}_\varepsilon\right)^{1/2} \chi^{\sigma}_{\rho\delta}(\mathbf{k}_1) \sum_{\mu\mu'} P^\beta_{0;\,-\mathbf{k}_2\mu'} P^\gamma_{0;\,\mathbf{q}\mu} \mathcal{L}^\rho_{\mu\mu'}(\mathbf{q}\sigma_3, -\mathbf{k}_2\sigma_2). \tag{П. 2}$$

Оценим относительный вклад каждого из тензоров $\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}$, $\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta}$, $\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta}$ и матричный элемент $\mathcal{M}_s$ (7). Из (8), (П. 1), (П. 2) для соответствующих компонент получаются следующие соотношения:

$$\left|\frac{\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta}}{\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}}\right| \sim \left|\frac{(E_{\mathbf{k}_2\mu'} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2})(\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}\sigma_3})}{(E_{\mathbf{q}\mu'} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}\sigma_3})(\mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2})}\right|,$$

$$\left|\frac{\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta}}{\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}}\right| \sim \left|\frac{(E_{\mathbf{k}_1\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1})(\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}\sigma_3})}{(E_{\mathbf{q}\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}\sigma_3})(\mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1})}\right|. \qquad (\text{П. 3})$$

Энергии МЭП $\mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1}$ и $\mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2}$ лежат в области МЭ-фотонного ($\mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1} \sim \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2} \sim 10^5$ см$^{-1}$), а $\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda}$ — в области СВ-фотонного взаимодействий ($\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda} \sim 10^2$ см$^{-1}$). Величины поляритонных расщеплений $|E_{\mathbf{k}_1\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_1\sigma_1}| \sim |E_{\mathbf{k}_1\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}_2\sigma_2}| \sim 0.1 E_{\mathbf{k}_1\mu}$, $|\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{q}\sigma_3}| \sim 10^{-2}\mathscr{E}_{\mathbf{q}\lambda}$. При этих условиях из (П. 3) получим

$$\left|\frac{\alpha^{EHE}_{\beta\gamma\delta}}{\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}}\right| \sim \left|\frac{\alpha^{HEE}_{\beta\gamma\delta}}{\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}}\right| \sim 10^{-6}.$$

Следовательно, основной вклад в $\mathscr{M}_s$ будет определяться первым слагаемым в (7), обусловленным $\alpha^{EEH}_{\beta\gamma\delta}$.

Литература

[1] Поливанов Ю. Н. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 185—232.
[2] Mills D., Burstein E. // Rep. Prog. Phys. 1974. V. 37. N 3. P. 817—923.
[3] Sanders R., Jaccorino V., Rezende S. // Sol. St. Comm. 1978. V. 28. N 11. P. 907—910.
[4] Grieb T., Kullmann W., Fehr P. et al. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 36. P. 6843—6854.
[5] Sormento E., Tilley D. // J. Phys. C. 1976. V. 9. N 15. P. 2943—2954.
[6] Sormento E., Tilley D. // J. Phys. C. 1977. V. 10. N 6. P. 795—808.
[7] Barnas J., Kowalewski L. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 11. P. 1973—1985.
[8] Борисов С. Б., Любчанский И. Л. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3245—3249.
[9] Борисов С. Б., Любчанский И. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 2229—2231.
[10] Смоленский Г. А., Леманов В. В. Ферриты и их техническое применение. Л., 1975. 219 с.
[11] Борисов С. Б., Любчанский И. Л. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. № 6. С. 1274—1278.
[12] Еременко В. В. Введение в оптическую спектроскопию магнетиков. Киев, 1975. 472 с.
[13] Обуховский В. В., Стрижевский В. Л. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 3. С. 929—936.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.