УДК 530.182 : 535

МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНЕТИКОВ

Борисов С. Б., Любчанский И. Л.

В рамках теории магнитоэкситонных поляритонов в линейном по намагниченности приближении вычислен нелинейный магнитооптический тензор, характеризующий трехфотонные процессы в магнитных диэлектриках.

В последнее время опубликованы результаты экспериментов по наблюдению нелинейных оптических явлений в магнитоупорядоченных кристаллах: 1) нелинейного эффекта Фарадея (вращения плоскости поляризации электромагнитной волны (ЭМВ), зависящего от интенсивности падающего света) в ферромагнитном полупроводнике $CdCr_2Se_4$ [1]; 2) электромагнитооптического эффекта (зависящего от внешних электрического и магнитного полей фарадеевского вращения) в $Y_3Fe_5O_{12}$ [2]. При феноменологическом подходе эти эффекты могут быть описаны с помощью соответствующих тензоров нелинейных оптических восприимчивостей (НОВ), зависящих от магнитной подсистемы кристалла. В наших работах [3, 4] проведен теоретико-групповой анализ тензоров НОВ магнитных сред и рассмотрены условия, при которых оказывается возможным наблюдение таких нелинейных оптических эффектов, как генерация второй гармоники (ГВГ), трехфотонное параметрическое рассеяние (ПР) света, гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) света колебаниями спиновой подсистемы в редкоземельных магнетиках. Из теоретических работ по нелинейной магнитооптике наряду с [3, 4] отметим следующие: в [5] рассмотрена возможность наблюдения ГКР на спиновых волнах (СВ); энергообмен волн одинаковой частоты, обусловленный их нелинейным взаимодействием в магнитоупорядоченной среде, изучен в [6]; явления самовоздействия (самофокусировка, нелинейный эффект Фарадея) и вынужденного рассеяния света, возникающие из-за температурной зависимости вектора гирации магнетика, исследованы в [7]; обратный эффект Фарадея в магнитоупорядоченных кристаллах (возбуждение магнитной подсистемы лазерным излучением) рассмотрен в [8]. Аналогичное явление в немагнитной среде было предсказано в [9] (см. также [10]). Указанные нелинейные оптические эффекты в магнетиках при феноменологическом рассмотрении могут быть описаны нелинейными (по степеням электрического, магнитного полей ЭМВ и намагниченности) слагаемыми в разложении вектора поляризации кристалла. Соответствующие характеристики процессов (угол нелинейного вращения, интенсивности взаимодействия волн, нелинейного рассеяния, генерации гармоник) выражаются через нелинейные магнитооптические константы (отличные от нуля компоненты тензоров НОВ магнетика). Определение явного вида этих констант является задачей микроскопической теории.

В настоящей работе изложена процедура нахождения выражений для зависящих от намагниченности тензоров НОВ, описывающих ГВГ, ПР и одномагнонное ГКР света в магнитных диэлектриках (МД) в рамках микроскопического подхода. С использованием представления о магнитоэкситонных поляритонах (МЭП) [11, 12] — гибридных квазичастицах, описывающих нормальные ЭМВ в магнетиках, — получены формулы для нелинейных магнитооптических тензоров, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием, в линейном по намагниченности приближении.

При феноменологическом описании трехфотонных процессов (ГВГ, ПР и ГКР), обусловленных магнитной подсистемой МД, изменение нелинейной поляризации $\Delta \mathbf{P}^{NL}$, индуцированное намагниченностью $\mathbf{M}$, с учетом линейных по $\mathbf{M}$ слагаемых в $(\mathbf{k},\ \omega)$-представлении запишем в виде

$$\Delta P_i^{NL}(\mathbf{k},\ \omega)=\Delta P_{1i}^{NL}(\mathbf{k},\ \omega)+\Delta P_{2i}^{NL}(\mathbf{k},\ \omega), \tag{1}$$

$$\Delta P_{1i}^{NL}(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2,\ \omega_1+\omega_2)=if_{ijln}^{(0)}E_j(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)\,E_l(\mathbf{k}_2,\ \omega_2)\,m_{0n}, \tag{2}$$

$$\Delta P_{2i}^{NL}(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2+\mathbf{q},\ \omega_1+\omega_2+\Omega)=if_{ijln}E_j(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)\,E_l(\mathbf{k}_2,\ \omega_2)\,\Delta m_n(\mathbf{q},\ \Omega). \tag{3}$$

Здесь $\Delta \mathbf{P}_1^{NL}$ и $\Delta \mathbf{P}_2^{NL}$ — изменения нелинейной поляризации МД, обусловленные спонтанной намагниченностью $\mathbf{M}_0$ и колебаниями намагниченности $\Delta \mathbf{M}$ соответственно; f_{ijln} — нелинейный магнитооптический тензор; $\mathbf{E}(\mathbf{k},\ \omega)$ — Фурье-компонента вектора напряженности электрического поля ЭМВ частоты ω с волновым вектором $\mathbf{k}$; $\mathbf{m}_0=\dfrac{\mathbf{M}}{M_0}$, $\Delta\mathbf{m}=\dfrac{\Delta\mathbf{M}}{M_0}$, $M_0=|\mathbf{M}_0|$. Если колебания $\Delta\mathbf{M}$ возбуждаются магнитным полем ЭМВ $\mathbf{H}(\mathbf{k},\ \omega)$, то амплитуда и поляризация этих колебаний определяются тензором высокочастотной магнитной восприимчивости [13]

$$\Delta M_n(\mathbf{q},\ \Omega)=\chi_{np}(\mathbf{q},\ \Omega)\,H_p(\mathbf{q},\ \Omega). \tag{4}$$

При этом в МД будут распространяться спин-фотонные моды (или магнитные поляритоны) [13, 14]. Эффекты спин-фотонного взаимодействия наиболее существенны в области пересечения дисперсионных кривых СВ и ЭМВ. Указанные особенности в спектре нормальных ЭМВ в МД можно изучать с помощью комбинационного рассеяния (КР) [15–17] и ГКР подобно тому, как исследуются поляритонные спектры в немагнитных диэлектриках с использованием неупругого рассеяния света [18]. Для изменения нелинейной поляризации магнетика, описывающей ГКР спин-фотонными модами $\Delta\mathbf{P}_2^{NL}$, из (3) и (4) получим

$$\Delta P_{2i}^{NL}(\mathbf{k},\ \omega)=if_{ijln}M_0^{-1}\chi_{np}(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2,\ \omega-\omega_1-\omega_2)\times$$
$$\times E_j(\mathbf{k}_1,\ \omega_1)\,E_l(\mathbf{k}_2,\ \omega_2)\,H_p(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2,\ \omega-\omega_1-\omega_2). \tag{5}$$

Согласно [10], энергия взаимодействия электрического поля ЭМВ с $\Delta\mathbf{P}^{NL}$ может быть представлена в виде

$$W=W_1+W_2=v_0\sum_{\mathbf{k},\,\omega}\mathbf{E}^*(\mathbf{k},\ \omega)\,[\Delta\mathbf{P}_1(\mathbf{k},\ \omega)+\Delta\mathbf{P}_2(\mathbf{k},\ \omega)], \tag{6}$$

где v_0 — объем элементарной ячейки МД.

При микроскопическом подходе ГВГ и ГКР в МД целесообразно описывать в рамках теории МЭП [11, 12], которая учитывает взаимодействие электрического и магнитного полей ЭМВ с кристаллическими элементарными возбуждениями — магнитными экситонами (МЭ) и СВ. При таком описании процессу ГВГ соответствуют трехполяритонные, а ГКР спин-фотонными модами — четырехполяритонные слагаемые в гамильтониане взаимодействия $\mathscr{H}_{\text{int}}$ ($\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{III}}$ и $\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{IV}}$). Рассматриваемые эффекты обусловлены взаимодействием высокочастотных (МЭ) и низкочастотных (СВ) электронных возбуждений МД. Следовательно, соответствующий гамильтониан возмущения будет обусловлен спин-орбитальным взаимодействием

$$\mathscr{H}_{\text{int}}=\lambda_{LS}\sum_{\mathbf{n}}\mathbf{L}_{\mathbf{n}}\mathbf{S}_{\mathbf{n}}, \tag{7}$$

где λ_{LS} — константа спин-орбитального взаимодействия, $\mathbf{L}_\mathbf{n}$ и $\mathbf{S}_\mathbf{n}$ — безразмерные операторы орбитального и спинового моментов $\mathbf{n}$-го узла МД, суммирование в (7) проводится по всей кристаллической решетке. Величины $\mathbf{L}_\mathbf{n}$ и $\mathbf{S}_\mathbf{n}$ разложим по операторам рождения и уничтожения МЭ $B_{\mathbf{k}\mu}^+$, $B_{\mathbf{k}\mu}$, и СВ $b_{\mathbf{k}\lambda}^+$, $b_{\mathbf{k}\lambda}$ (μ и λ — номера ветвей МЭ и СВ), а в гамильтониане $\mathscr{H}_{\text{int}}$ (7) выделим слагаемые третьего и четвертого порядков по операторам вторичного квантования квазичастиц.

Если ограничиться членами, дающими основной вклад в эффекты, для ГВГ и ГКР спин-фотонными модами из (7) получим

$$\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{III}} = \lambda_{LS} N^{-1/2} \mathbf{m}_0 \sum_{\substack{1,2,3\\ \mu_1,\mu_2,\mu_3}} \mathbf{L}_{3\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2} B_{3\mu_3}^{+} B_{1\mu_1} B_{2\mu_2} \Delta(1+2-3) + \text{э. с.}, \tag{8}$$

$$\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{IV}} = \lambda_{LS} N^{-1} \sum_{\substack{1,2,3,4\\ \mu_1,\mu_2,\mu_3,\lambda}} \mathbf{L}_{4\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2} \mathbf{m}_{0;\,3\lambda} B_{4\mu_3}^{+} B_{1\mu_1} B_{2\mu_2} B_{3\lambda} \Delta(1+2+3-4) + \text{э. с.}, \tag{9}$$

где для сокращения записи вместо волновых векторов $\mathbf{k}_i$ выписаны их номера $\mathbf{i}\,(\mathbf{k}_i \to \mathbf{i})$, $\Delta(\mathbf{i} \pm \mathbf{j} \pm \ldots)$ — дельта-символ Кронекера, $L_{3\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2}$ — матричный элемент кубического по операторам МЭ слагаемого в разложении $\mathbf{L}_n$, вычисленный на волновых функциях МЭ, а $\mathbf{m}_0$ и $\mathbf{m}_{0;\,q\lambda}$ — матричные элементы нулевого и первого членов в разложении $\mathbf{S}_n$ по операторам СВ, вычисленные на волновых функциях СВ.

Переходя в (8), (9) к операторам рождения и уничтожения МЭП ($\eta_{\mathbf{k}\sigma}^{+}$ и $\eta_{\mathbf{k}\sigma}$, σ — номер ветви МЭП) с помощью преобразования (5) из [11], получим трех- и четырехполяритонные гамильтонианы, описывающие ГВГ, обусловленную магнитной подсистемой МД, и стоксово ГКР спин-фотонными модами соответственно

$$\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{III}} = \sum_{\substack{1,2,3\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3}} \Phi_{3\sigma_3;\,1\sigma_1,\,2\sigma_2}^{\text{III}} \eta_{3\sigma_3}^{+} \eta_{1\sigma_1} \eta_{2\sigma_2} \Delta(1+2-3) + \text{э. с.}, \tag{10}$$

$$\mathscr{H}_{\text{int}}^{\text{IV}} = \sum_{\substack{1,2,3,4\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4}} \Phi_{4\sigma_3,\,1\sigma_1,\,2\sigma_2,\,3\sigma_4}^{\text{IV}} \eta_{4\sigma_3}^{+} \eta_{1\sigma_1} \eta_{2\sigma_2} \eta_{3\sigma_4} \Delta(1+2+3-4) + \text{э. с.} \tag{11}$$

Здесь Φ^{III} и Φ^{IV} — амплитуды трех- и четырехполяритонного взаимодействия, которые выражаются через коэффициенты $u - v$-преобразования Боголюбова—Тябликова, диагонализующего гамильтониан МЭП [11]

$$\Phi_{3\sigma_3;\,1\sigma_1,\,2\sigma_2}^{\text{III}} = \lambda_{LS} N^{-1/2} \mathbf{m}_0 \sum_{\mu_1,\mu_2,\mu_3} \{ u_{3\mu_3\sigma_3}^{*} u_{1\mu_1\sigma_1} u_{2\mu_2\sigma_2} \mathbf{L}_{3\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2} +$$
$$+ 2 v_{-3\mu_3\sigma_3}^{*} v_{-1\mu_1\sigma_1} u_{2\mu_2\sigma_2} \mathbf{L}_{-1\mu_1;\,-3\mu_3,\,2\mu_2} \}, \tag{12}$$

$$\Phi_{4\sigma_3,\,1\sigma_1,\,2\sigma_2,\,3\sigma_4}^{\text{IV}} = \lambda_{LS} N^{-1} \sum_{\mu_1,\mu_2,\mu_3,\lambda} \{ u_{4\mu_3\sigma_3}^{*} u_{1\mu_1\sigma_1} u_{2\mu_2\sigma_2} u_{3\lambda\sigma_4} \mathbf{L}_{4\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2} \mathbf{m}_{0;\,3\lambda} +$$
$$+ 2 v_{-4\mu_3\sigma_3}^{*} v_{-1\mu_1\sigma_1} u_{2\mu_2\sigma_2} u_{3\lambda\sigma_4} \mathbf{L}_{-1\mu_1,\,-4\mu_3,\,2\mu_2} \mathbf{m}_{0;\,3\lambda} +$$
$$+ v_{-4\lambda\sigma_3}^{*} u_{1\mu_1\sigma_1} u_{2\mu_2\sigma_2} v_{-3\mu_3\sigma_4} \mathbf{L}_{-3\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2} \mathbf{m}_{0;\,-4\lambda} \}. \tag{13}$$

Используя приведенные в приложении формулы (П1), (П2) и ограничиваясь наиболее существенными резонансными слагаемыми в (12), (13), для Φ^{III} и Φ^{IV} получим

$$\Phi_{3\sigma_3;\,1\sigma_1,\,2\sigma_2}^{\text{III}} = \left(\frac{2\pi\hbar}{v_0}\right)^{3/2} \left(k_1 k_2 k_3 \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_1} \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_2} \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_3}\right)^{1/2} v_0 f_{ijln}^{(0)} m_{0n} \left(\mathbf{e}_{1\sigma_1}^{E}\right)_i \left(\mathbf{e}_{2\sigma_2}^{E}\right)_j \left(\mathbf{e}_{3\sigma_3}^{E}\right)_l, \tag{14}$$

$$\Phi_{4\sigma_3;\,1\sigma_1,\,2\sigma_2,\,3\sigma_4}^{\text{IV}} = \left(\frac{2\pi\hbar}{v_0}\right)^{2/2} \left(k_1 k_2 k_3 k_4 \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_1} \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_2} \Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}_4} \Lambda_{\mu}^{\mathbf{k}_3}\right)^{1/2} \times$$
$$\times \chi_{ln} v_0 f_{ijpn} \left(\mathbf{e}_{1\sigma_1}^{E}\right)_i \left(\mathbf{e}_{2\sigma_2}^{E}\right)_j \left(\mathbf{e}_{4\sigma_3}^{E}\right)_p \left(\mathbf{e}_{3\sigma_4}^{H}\right)_l, \tag{15}$$

где $\Lambda_{\varepsilon}^{\mathbf{k}}$ и $\Lambda_{\mu}^{\mathbf{k}}$ определяются формулами (П3), (П4), векторы «электрической» и «магнитной» поляризаций МЭП — (П5), χ_{ij} — тензор магнитной восприимчивости, вычисленный ранее в рамках теории МЭП [11], а явный вид нелинейных магнитооптических тензоров $f_{ijln}^{(0)}$ и f_{ijln} определяется выражениями

$$f_{ijln}^{(0)} = \lambda_{LS} v_0^2 \sum_{\mu_1,\mu_2,\mu_3} \frac{P_{0;\,3\mu_3}^{i} P_{1\mu_1;\,0}^{j} P_{2\mu_2;\,0}^{l} L_{3\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2}^{n}}{(E_{1\mu_1} - \mathscr{E}_{1\sigma_1})(E_{2\mu_2} - \mathscr{E}_{2\sigma_2})(E_{3\mu_3} - \mathscr{E}_{3\sigma_3})}, \tag{16}$$

$$f_{ijln} = \lambda_{LS} v_0^2 \sum_{\mu_1,\mu_2,\mu_3} \frac{P_{0;\,4\mu_3}^{i} P_{1\mu_1;\,0}^{j} P_{2\mu_2;\,0}^{l} L_{4\mu_3;\,1\mu_1,\,2\mu_2}^{n}}{(E_{1\mu_1} - \mathscr{E}_{1\sigma_1})(E_{2\mu_2} - \mathscr{E}_{2\sigma_2})(E_{4\mu_3} - \mathscr{E}_{4\sigma_3})}, \tag{17}$$

где $E_{\mathbf{k}\mu}$ и $\mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma}$ — энергии МЭ и МЭП соответственно.

Формулы (16), (17) получены путем сопоставления матричных элементов $\mathscr{H}^{\mathrm{III}}_{\mathrm{int}}$ и $\mathscr{H}^{\mathrm{IV}}_{\mathrm{int}}$ с энергиями взаимодействия W_1 и W_2 в (6) при учете явного вида Φ^{III} (12) и Φ^{IV} (13). Из (16) и (17) видно, что нелинейные магнитооптические тензоры, описывающие ГВГ и ГКР магнитной подсистемой МД, имеют одинаковую структуру. Отличие (16) и (17) будет в резонансных знаменателях, где для ГКР частота одного из МЭП ($\omega_{\text{МЭП}}$), находящаяся в оптической области спектра, смещена на частоту спинового возбуждения ($\omega_{\text{СВ}}$), участвующего в элементарном акте рассеяния. Поскольку $\omega_{\text{СВ}} \ll \omega_{\text{МЭП}}$, то указанным различием в выражениях для $f^{(0)}_{ijln}$ и f_{ijln} можно пренебречь, что обычно и делается при феноменологическом описании как статических (фарадеевское вращение, генерация гармоник), так и динамических (рассеяние света на магнонах) линейных [19, 20] и нелинейных [3, 4] магнитооптических эффектов.

Оценим значения компонент нелинейного магнитооптического тензора $f^{(0)}_{ijlm}$ (16). Для этого сравним (16) с выражением для тензора НОВ χ_{ijl}, описывающего ГВГ в диэлектрике (см., например, [21]), которое в наших обозначениях имеет вид

$$\chi_{ijl} = v_0^2 \sum_{\mu_1, \mu_2} \frac{p^{i}_{1\mu_1;\,0} p^{j}_{2\mu_2;\,1\mu_1} p^{l}_{0;\,2\mu_2}}{(E_{1\mu_1} - \mathscr{E}_{1\sigma_1})(E_{2\mu_2} - \mathscr{E}_{2\sigma_2})}. \tag{18}$$

Учитывая связь матричных элементов электродипольных моментов с соответствующими силами осцилляторов [21], из (16) и (18) получим

$$\left| \frac{f^{(0)}_{ijln}}{\chi_{ijl}} \right| \sim \frac{\lambda_{LS}}{E_{\mathbf{k}\mu}} \left(\frac{F_{0;\,\mu}}{F_{\mu;\,\mu'}} \right)^{1/2}. \tag{19}$$

Поскольку силы осцилляторов переходов между экситонными уровнями $F_{\mu;\,\mu'}$ обычно меньше соответствующих величин для переходов из основного в возбужденное состояние $F_{0;\,\mu}$ $\left(\left| \frac{F_{\mu;\,\mu'}}{F_{0;\,\mu}} \right| \leqslant 10^{-1} \right)$, из (19) получим при $\lambda_{LS} \sim 10^2$ см$^{-1}$ [22], $E_{\mathbf{k}\mu} \sim 10^5$ см$^{-1}$

$$\left| \frac{f_{ijln}}{\chi_{ijl}} \right| \sim 5 \cdot 10^{-3}. \tag{20}$$

Из структуры выражения для тензора $f^{(0)}_{ijlm}$ (16) и оценки (20) следует, что для наблюдения трехфотонных оптических эффектов, обусловленных намагниченностью, наиболее оптимальными будут кристаллы с большими значениями λ_{LS} и сил осцилляторов электродипольных переходов между основным и возбужденным состояниями.

В настоящей работе предложена микроскопическая модель для вычисления нелинейного магнитооптического тензора, соответствующего первому слагаемому формулы (3) из [3] в разложении тензора НОВ магнетика по степеням намагниченности в рамках феноменологической теории, при учете только спин-орбитального взаимодействия. Вычисление остальных членов в выражении (3) из [3], а также тензоров НОВ, описывающих нелинейные оптические эффекты более высоких порядков в магнетиках, и рассмотрение других взаимодействий (например, обменного, магнитного диполь-дипольного [13]) может быть проведено по указанной схеме.

Авторы признательны В. Л. Соболеву за полезные обсуждения полученных результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Процедура нахождения явного вида $u - v$-коэффициентов преобразования Боголюбова—Тябликова и их связи с показателем преломления МД n и групповыми скоростями МЭП $\mathbf{v}_{\mathbf{k}\sigma}$ описана в [11, 12]. В двуосном кристалле, характеризующемся тензорами диэлектрической $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и магнитной проницаемостей $\mu_{\alpha\beta}$ вида

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon' & 0 \\ -i\varepsilon' & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \mu_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

формулы для коэффициентов перехода от состояний МЭ $u_{\mathbf{k}\mu\sigma}$ и СВ $u_{\mathbf{k}\lambda\sigma}$ к состояниям МЭП имеют вид

$$\left.\begin{matrix} u_{\mathbf{k}\mu\sigma} \\ v_{-\mathbf{k}\mu\sigma} \end{matrix}\right\} = \left(2\pi\hbar k v_0 v^s_{k\sigma} \Lambda^{\mathbf{k}}_{\varepsilon}\right)^{1/2} \mathbf{p}_{\mathbf{k}\mu;\,0} \mathbf{e}^E_{k\sigma} \left\{\begin{matrix} (E_{\mathbf{k}\mu} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma})^{-1} \\ (E_{\mathbf{k}\mu} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma})^{-1}, \end{matrix}\right. \tag{П1}$$

$$\left.\begin{matrix} u_{\mathbf{k}\lambda\sigma} \\ v_{-\mathbf{k}\lambda\sigma} \end{matrix}\right\} = \left(2\pi\hbar k v_0 v^s_{k\sigma} \Lambda^{\mathbf{k}}_{\mu}\right)^{1/2} \mathbf{e}^H_{\mathbf{k}\sigma} \left\{\begin{matrix} \mathbf{M}_{\mathbf{k}\lambda;\,0} (\varepsilon_{\mathbf{k}\lambda} - \mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma})^{-1} \\ \mathbf{M}_{0;\,-\mathbf{k}\lambda} (\varepsilon_{\mathbf{k}\lambda} + \mathscr{E}_{\mathbf{k}\sigma})^{-1}. \end{matrix}\right. \tag{П2}$$

В (П1), (П2) обозначения те же, что и в [11, 12], а

$$\Lambda^{\mathbf{k}}_{\varepsilon} = \beta \Big\{ \varepsilon_1 \left| (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})_y \right|^2 + \varepsilon_2 \left| (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})_x \right|^2 + \Delta_{\varepsilon} \left| (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})_z \right|^2 + \\ + i\varepsilon' \left[(\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})_x (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})^*_y - (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})^*_x (\mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma})_y \right] \Big\}, \tag{П3}$$

$$\Lambda^{\mathbf{k}}_{\mu} = \alpha \Big\{ \mu_1 \left| (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})_y \right|^2 + \mu_2 \left| (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})_x \right|^2 + \Delta_{\mu} \left| (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})_z \right|^2 + i\mu' \left[(\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})_x (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})^*_y - (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})^*_x (\mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma})_y \right] \Big\}, \tag{П4}$$

$$\left.\begin{matrix} \mathbf{e}^B_{\mathbf{k}\sigma} = \dfrac{\mathbf{e}_{\mathbf{k}2} - \gamma_M \mathbf{e}_{\mathbf{k}1}}{\sqrt{1 + |\gamma_M|^2}}, & \mathbf{e}^D_{\mathbf{k}\sigma} = \dfrac{\mathbf{e}_{\mathbf{k}1} + \gamma_E \mathbf{e}_{\mathbf{k}2}}{\sqrt{1 + |\gamma_E|^2}}, \\ \mathbf{e}^H_{\mathbf{k}\sigma} = \dfrac{\mathbf{e}_{\mathbf{k}2} - \gamma_E \mathbf{e}_{\mathbf{k}1}}{\sqrt{1 + |\gamma_E|^2}}, & \mathbf{e}^E_{\mathbf{k}\sigma} = \dfrac{\mathbf{e}_{\mathbf{k}1} + \gamma_M \mathbf{e}_{\mathbf{k}2}}{\sqrt{1 + |\gamma_M|^2}}. \end{matrix}\right\} \tag{П5}$$

$$\alpha = s_i \mu_{ij} s_j; \quad \beta = s_i \varepsilon_{ij} s_j; \quad \Delta_{\varepsilon} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 - (\varepsilon')^2; \quad \Delta_{\mu} = \mu_1 \mu_2 - (\mu')^2, \quad \gamma_M = \frac{n^2 - (\hat{\mu}\hat{\varepsilon})_{11}}{(\hat{\mu}\hat{\varepsilon})_{12}},$$

$$\gamma_E = \frac{n^2 - (\hat{\varepsilon}\hat{\mu})_{11}}{(\hat{\varepsilon}\hat{\mu})_{12}}, \quad (\hat{\mu}\hat{\varepsilon})_{jj'} = \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \rho\varphi j''}} [\mathbf{s},\ \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}]^{\alpha} \mu_{\alpha\beta} [\mathbf{s},\ \mathbf{e}_{\mathbf{k}j}]^{\beta} e^{\rho}_{\mathbf{k}j''} \varepsilon_{\rho\varphi} e^{\varphi}_{\mathbf{k}j'}.$$

Литература

[1] Веселаго В. Г., Рудов С. Г., Черников М. А. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 5, с. 181—183.
[2] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Селицкий А. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 6, с. 259—261.
[3] Ахмедиев Н. Н., Борисов С. Б., Звездин А. К., Любчанский И. Л., Мелихов Ю. В. — ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 1075—1078.
[4] Борисов С. Б., Любчанский И. Л., Соболев В. Л. — ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 50—54.
[5] Любчанский И. Л., Овандер Л. Н. — ФТТ, 1981, т. 23, № 6, с. 1807—1809.
[6] Табирян Н. В. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 2, с. 150—152.
[7] Нерсисян С. Р., Саркисян В. А., Табирян Н. В. — ФТТ, 1983, т. 25, № 9, с. 2556—2560.
[8] Зон Б. А., Купершмидт В. Я. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2, с. 629—639.
[9] Питаевский Л. П. — ЖЭТФ, 1960, т. 39, № 5, с. 1450—1458.
[10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1983. 620 с,
[11] Борисов С. Б., Любчанский И. Л. — ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3245—3249.
[12] Борисов С. Б., Любчанский И. Л. — ФТТ, 1985, т. 27, № 7, с. 2229—2231.
[13] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.
[14] Mills D. L., Burstein E. — Rep. Progr. Phys., 1974, v. 37, p. 817.
[15] Sarmento E. F., Tilley D. R. — J. Phys. C, 1976, v. 9, p. 2943—2954.
[16] Sarmento E. F., Tilley D. R. — J. Phys. C, 1977, v. 10, p. 795—808.
[17] Barnas J., Kowalewski L. — J. Phys. C, 1984, v. 17, p. 1973—1990.
[18] Поливанов Ю. Н. — УФН, 1978, т. 126, № 2, с. 185—232.
[19] Смоленский Г. А., Леманов В. В. Ферриты и их техническое применение. Л., 1975. 219 с.
[20] Borovik-Romanov A. S., Kreines N. M. — Phys. Repts., 1982, v. 81, N 5, p. 351—408.
[21] Агранович В. М. Теория экситонов. М., 1968. 384 с.
[22] Еременко В. В. Введение в оптическую спектроскопию магнетиков. Киев, 1975. 471 с.

Поступило в Редакцию 7 марта 1986 г.