

ДВУХМАГНОННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В. С. Львов

Предлагается механизм взаимодействия света со спиновой системой, приводящий уже в первом порядке теории возмущения к комбинационному рассеянию света с участием двух магнонов преимущественно с предельным импульсом. Он заключается в модуляции спиновыми волнами поляризуемости кристалла, возникающей из-за обменного взаимодействия. Коэффициенты экстинкции двухмагнонного рассеяния и одномагнонного, возникающего из-за спин-орбитального взаимодействия, оказываются одного порядка.

Комбинационное рассеяние света (КР) обусловлено взаимодействием электромагнитных волн с собственными колебаниями рассеивающего объекта. В магнитоупорядоченных кристаллах существуют степени свободы, связанные со спиновой системой, и это приводит к появлению дополнительных линий в спектре рассеянного излучения. Это рассеяние может возникать из-за непосредственного взаимодействия магнитного поля падающей волны с намагниченностью кристалла^[1]. Другой механизм, предложенный в^[2], существенно связан со спин-орбитальным взаимодействием. Эти механизмы взаимодействия света со спиновой системой детально обсуждались в ряде работ^[1, 3-5], они приводят к рассеянию с испусканием или поглощением одного магнона в каждом элементарном акте.¹ Между тем в первом эксперименте по КР (в антиферромагнетиках FeF₂, MnF₂^[7]), помимо одномагнонного, обнаружено такое же по величине двухмагнонное комбинационное рассеяние. Механизмы взаимодействия, предложенные в^[1, 2], могут привести к двухмагнонному КР лишь в следующем порядке теории возмущения, и двухмагнонный коэффициент экстинкции² будет существенно меньше одномагнонного.

В настоящей работе предлагается такой механизм взаимодействия света со спиновой системой, который уже в том же порядке теории возмущения приводит к двухмагнонному комбинационному рассеянию. Мы покажем, что поляризуемость $\hat{\alpha}_{mn}$ соседней пары ионов m и n зависит от взаимной ориентации их спинов $\mathbf{s}_m$ и $\mathbf{s}_n$, т. е. от $(\mathbf{s}_m \mathbf{s}_n)$

$$\hat{\alpha}_{mn} = \hat{\alpha}_{mn}^0 + \hat{\kappa}^{mn}(\mathbf{s}_m \mathbf{s}_n), \quad (1)$$

где $\hat{\kappa}^{mn} \simeq \hat{\alpha}_{mn}^0 \frac{\varepsilon_{ex}}{\varepsilon_{cr}}$ (ε_{ex} — расщепление уровней из-за обменного взаимодействия, ε_{cr} — их расщепление в кристаллическом поле). Спиновые волны, распространяющиеся в кристалле, модулируют его поляризуемость, согласно (1), и это приводит к рассеянию света. Обменное взаимодействие (1) коммутирует с оператором проекции полного спина кристалла, поэтому оно приводит только к такому рассеянию света, при котором

¹ Это относится и к „магнестрикционному“ рассеянию, рассмотренному в^[6].

² Интенсивность рассеяния характеризуют дифференциальным коэффициентом экстинкции dh , равным отношению числа фононов, рассеянных в телесный угол $d\theta$ в единицу времени единицей объема среды, к плотности потока фотонов в падающем свете, $h = \int \frac{dh}{d\theta} d\theta$.

намагниченность кристалла сохраняется, следовательно, процессы с участием одного магнона запрещены. По этой причине невозможно КР с одновременным испусканием или поглощением двух магнонов, принадлежащих одной ветви спиновых волн. В антиферромагнетиках и ферримангнетиках рассматриваемый механизм приводит к процессам двух типов:

1) КР с одновременным поглощением магнона и испусканием другого магнона, принадлежащего этой же ветви спиновых волн (процесс с „переизлучением“ — коэффициент экстинкции h^{+-}); 2) КР с испусканием (h^{++}) или поглощением (h^{-}) двух магнонов разных ветвей.

Как будет показано, коэффициент экстинкции „распадного“ процесса h^{++}

$$h^{++} \simeq \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\varepsilon_{\text{ex}}}{\varepsilon_{\text{cr}}}\right)^2 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^3. \quad (2)$$

Приведем для сравнения коэффициент экстинкции для КР с испусканием одного магнона^[5]

$$h^{+} \simeq \left(\frac{\omega}{c}\right) \left(\frac{\varepsilon_{\text{so}}}{\varepsilon_{\text{cr}}}\right)^2 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^3 \text{cth} \frac{\hbar\Omega}{2T}.$$

Здесь ε_{so} — спин-орбитальное расщепление уровней, Ω — частота магнона. Учитывая, что $\varepsilon_{\text{so}} \simeq \varepsilon_{\text{ex}}$ и $\frac{\hbar\Omega}{2T} \simeq 1$, убеждаемся, что двухмагнонное рассеяние может быть одного порядка с одномагнонным.

В рассеянии с переизлучением h^{+-} могут участвовать магноны с энергией $\hbar\Omega$, не превышающей T . Считая спектр магнонов квадратичным без щели, плотность состояний по энергии $\sim \Omega^{1/2}$, и учитывая, что вероятность таких процессов пропорциональна Ω^2 (см. (5), (11), (14)), получим оценку $h^{-} \simeq h^{+-} \simeq h^{++} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}$, где T_c — температура магнитного разупорядочивания. Кроме того, в h^{+-} процессе происходит весьма незначительное изменение частоты света (13): $\hbar\Delta\omega \simeq \left(\frac{a}{\lambda}\right) \sqrt{TT_c}$. Все это делает задачу обнаружения двухмагнонного рассеяния с переизлучением крайне трудной. В ферродиелектриках есть только одна ветвь спиновых волн, и рассеяние распадного типа в них невозможно, поэтому в дальнейшем мы будем интересоваться только ферримангнетиками и антиферромагнетиками. Мы покажем, что при распадном процессе в них спектр рассеянного излучения состоит из довольно широкой стоксовой линии, максимум которой отстоит от частоты падающего света на суммарную частоту магнонов двух типов с граничным импульсом (см. (15), (13), (8) и (7)). Именно такой спектр двухмагнонного КР наблюдался в антиферромагнетиках FeF_2 и MnF_2 ^[7].

1. Поправку к поляризуемости пары ионов в кристаллическом поле, возникающую из-за обменного взаимодействия, можно рассчитать в духе обычной теории возмущения. Пусть $\Phi_{j\sigma}^0$ — волновые функции невзаимодействующей пары ионов m, n, j — набор координатных квантовых чисел, $\sigma = \pm 1$ и $\Phi_{j\sigma}^0(m, n) = \sigma \Phi_{j\sigma}^0(n, m)$ ³. Кулоновское взаимодействие электронов $\frac{1}{r_{mn}}$ приводит к собственно кулоновской поправке к энергии (ее учитывать не надо, так как она уже включена в кристаллическое поле) и к обменной добавке, описываемой эффективным оператором $\hat{J}$ с матричными элементами

$$\langle \Phi_{j\sigma}^0 \hat{J} \Phi_{j'\sigma'}^0 \rangle = J_{jj'}^0 \tau_{\sigma\sigma'}, \quad \text{где} \quad \tau_{\sigma\sigma'} = \frac{1}{2} (\sigma + \sigma').$$

³ Мы ограничились здесь случаем $s = \frac{1}{2}$.

Учтем, что матричные элементы оператора взаимодействия с однородным электрическим полем $\mathbf{E}$ имеют вид

$$\langle \Phi_{j\sigma}^0 \hat{F} \Phi_{j'\sigma'}^0 \rangle = F_{jj'}^0 \frac{1}{2} (1 + \sigma\sigma'), \quad \hat{F} = e\mathbf{E}(\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_m).$$

Обычным образом находим волновые функции $\Phi_{j\sigma}^{(2)}$ во втором порядке теории возмущения по операторам J и F , затем на этих функциях вычисляем матричные элементы оператора дипольного момента $\hat{\mathbf{P}} = e(\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_m)$ и отбираем члены, линейные по операторам $\hat{J}$ и $\hat{F}$, поскольку только они приводят к интересующему нас эффекту. Поправка π^{mn} к поляризуемости α_{mn}^0 определяется диагональными по координатным квантовым числам матричными элементами $\mathbf{P}_{jj'}^{(2), \sigma\sigma'} = \mathbf{P}_{jj'}^{(2)} \tau_{\sigma\sigma'}$, где $\mathbf{P}_{jj'}^{(2)}$ для $j = j'$ равно

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{jj'}^{(2)} = & \frac{2 \exp - i\omega t}{\hbar^2} \sum_l \frac{1}{\omega_{ej} - \omega} \sum_{l'} \left\{ \frac{J_{e'l}^0}{\omega_{e'l}} (\mathbf{P}_{jl}^0 F_{ll'}^0 + F_{jl}^0 \mathbf{P}_{ll'}) + \right. \\ & \left. + \frac{\mathbf{P}_{jl}^0 J_{ll'}^0 F_{l'l}^0}{\omega_{l'l} - \omega} \right\} + \text{члены с заменой } -\omega \rightarrow \omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ω — частота электрического поля. Отметим, что $\mathbf{P}_{jl}^0, F_{jl}^0 \neq 0$ только для состояний с различной четностью. Так как соответствующие разности энергий велики по сравнению с расщеплением уровней в кристаллическом поле, то вдали от линий поглощения основной вклад в $\mathbf{P}_{jj}^{(2)}$ будут давать первые два слагаемые в фигурной скобке, когда l' и j — состояния с одной четностью, а l — с другой. При этом поправка $\hat{\pi}^{mn}$ к поляризуемости пары ионов $\hat{\alpha}_{mn}^0$ будет $\hat{\pi}^{mn} \simeq \hat{\alpha}_{mn}^0 \sum_{l'} \frac{J_{0l}^0}{\hbar\omega_{0l}}$, где $\hbar\omega_{0l}$ — энергетический зазор между основным состоянием и остальными уровнями этой же четности, расщепленными кристаллическим полем.

2. Записывая $\tau_{\sigma\sigma'} = \frac{1}{2} [1 + 4(\mathbf{s}_m \mathbf{s}_n)]$ для спина $\frac{1}{2}$ и обозначая индексами α и β номера магнитных атомов в пределах ячейки и m, n — номера различных ячеек, получим энергию взаимодействия пары ионов $\alpha n, \beta m$ с электрическим полем

$$\frac{1}{2} \left[\mathbf{E} \left(\frac{\mathbf{r}_{\alpha n} + \mathbf{r}_{\beta m}}{2} \right) \hat{\pi}_{\alpha n, \beta m} \mathbf{E} \left(\frac{\mathbf{r}_{\alpha n} + \mathbf{r}_{\beta m}}{2} \right) \right] (\mathbf{s}_{\alpha} \mathbf{s}_{\beta}). \quad (4)$$

Суммируя по всем парам ионов, разлагая $\mathbf{s}_{\alpha l}$ и $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в ряд по импульсам

$$\begin{aligned} \mathbf{s}_{\alpha l} &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \mathbf{s}_q^{\alpha} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\alpha l}}, \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{k}, \lambda} i \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega_{\mathbf{k}}}{V}} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{k}, \lambda) [c_{\mathbf{k}\lambda}^{\dagger} - c_{\mathbf{k}\lambda}] \end{aligned}$$

(V — объем кристалла, N — число элементарных ячеек в нем, $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{k}, \lambda)$ — вектор поляризации, $c^{\dagger}$ и c — операторы рождения и уничтожения фононов), получим интересующую нас энергию взаимодействия света со спиновой системой

$$W = \frac{2\pi\hbar}{V} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{z}, \lambda, \lambda'} \sqrt{\omega_{\mathbf{k}+\mathbf{z}} \omega_{\mathbf{k}-\mathbf{z}}} c_{\mathbf{k}+\mathbf{z}, \lambda}^{\dagger} c_{\mathbf{k}-\mathbf{z}, \lambda'} [\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{k} + \mathbf{z}, \lambda) \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{z}) \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{k} - \mathbf{z}, \lambda)], \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{z}) &= \sum_{\alpha \geq \beta, \mathbf{q}} \hat{\pi}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}) (\mathbf{s}_{-(\mathbf{q}+\mathbf{z})}^{\alpha} \mathbf{s}_{(\mathbf{q}-\mathbf{z})}^{\beta}), \\ \hat{\pi}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}) &= \sum_{\mathbf{r}, \beta m} \hat{\pi}^{\alpha\beta}(\mathbf{r}_{\beta m}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\beta m}}. \end{aligned} \quad (6)$$

В последнем выражении атом α находится в начале координат и суммирование достаточно производить по ближайшим атомам типа β .

Вид функций $\hat{\pi}^{\alpha\beta}(\mathbf{q})$ зависит от симметрии окружения атома α . Например, для октаэдрического окружения

$$\pi_{ik}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = 6\pi^{\alpha\beta}\gamma_{111}(\mathbf{q})\delta_{ik},$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{111}(\mathbf{q}) &= \cos \frac{aq_x}{2} \cos \frac{aq_y}{2} \cos \frac{aq_z}{2}, \\ \gamma_{100}(\mathbf{q}) &= \cos \frac{aq_x}{2} \sin \frac{aq_y}{2} \sin \frac{aq_z}{2} \text{ и т. д.,} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

a — постоянная решетки. Для тетраэдра

$$\left. \begin{aligned} \pi_{xx}^{\alpha\beta} &= \pi_{yy}^{\alpha\beta} = \pi_{zz}^{\alpha\beta} = 8\pi_1^{\alpha\beta}\gamma_{111}(\mathbf{q}), \\ \pi_{xy}^{\alpha\beta} &= 8\pi_2^{\alpha\beta}\gamma_{100}(\mathbf{q}), \\ \pi_{xz}^{\alpha\beta} &= 8\pi_2^{\alpha\beta}\gamma_{1010}(\mathbf{q}) \quad \pi_{yz}^{\alpha\beta} = 8\pi_2^{\alpha\beta}\gamma_{1100}(\mathbf{q}). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

3. Для того чтобы выразить оператор взаимодействия (5) через операторы спиновых волн, необходимо сделать определенные предположения о типе спинового упорядочения. Мы рассмотрим ферромагнетик с двумя магнитными атомами в элементарной ячейке с антипараллельными спинами s_1 и s_2 , ось z является осью анизотропии.⁴ Гайзенберговский гамильтониан такой системы

$$\mathcal{H} = - \sum_{\alpha \neq \beta} \sum_{m, n} [J_{mn}^{\alpha\beta}(\mathbf{s}_{\alpha m}, \mathbf{s}_{\beta n}) + \delta J_{mn}^{\alpha\beta} s_{\alpha m}^z s_{\beta n}^z]$$

(здесь $J_{mn}^{\alpha\beta}$ и $\delta J_{mn}^{\alpha\beta}$ описывает изотропное обменное и анизотропное релятивистское взаимодействие пары ионов αm и βn). Перепишем в q -представлении и совершим преобразование Гольдштейна—Примакова к Бозе-операторам a и b , предполагая $T \gg T_c$. Тогда

$$\mathcal{H} = - \sum_{\mathbf{q}} [S^{11} a_{-\mathbf{q}}^+ a_{-\mathbf{q}} + S^{22} b_{\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}} + S^{12} (a_{-\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}}^+ - a_{-\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}})], \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} S^{11} &= s_2 [J^{12}(0) + \delta J^{12}(0)] + 2s_1 [J^{11}(\mathbf{q}) - J^{11}(0) - \delta J^{11}(0)], \\ S^{22} &= s_1 [J^{12}(0) + \delta J^{12}(0)] + 2s_2 [J^{22}(\mathbf{q}) - J^{22}(0) - \delta J^{22}(0)], \\ S^{12} &= \sqrt{s_1 s_2} J^{12}(\mathbf{q}) \quad \text{и} \quad J_{0m}^{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \sum_{\beta n} J_{0m}^{\alpha\beta} \exp - i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\beta n}. \end{aligned}$$

Суммирование в последнем выражении производится так же, как и в (6). Для тетраэдрического и октаэдрического окружения $J^{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = z J^{\alpha\beta} \gamma_{111}(\mathbf{q})$, где z — число ближайших соседей. В этом же представлении оператор $\hat{\mathbf{G}}(z)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{G}}(z) &= \sum_{\mathbf{q}} \{ \hat{\mathbf{T}}^{11}(\mathbf{q}, z) a_{(\mathbf{q}+\mathbf{x})}^+ a_{-(\mathbf{q}-\mathbf{x})} + \hat{\mathbf{T}}^{22}(\mathbf{q}, z) b_{(\mathbf{q}+\mathbf{x})}^+ b_{(\mathbf{q}-\mathbf{x})} + \\ &+ \hat{\mathbf{T}}^{12}(\mathbf{q}) [a_{-(\mathbf{q}+\mathbf{x})}^+ b_{(\mathbf{q}-\mathbf{x})}^+ + a_{-(\mathbf{q}+\mathbf{x})} b_{(\mathbf{q}-\mathbf{x})}] \}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\hat{\mathbf{T}}^{11}(\mathbf{q}, z) = s_2 \hat{\pi}^{12}(\mathbf{q}) + 2s_1 [\hat{\pi}^{11}(\mathbf{q}) - \hat{\pi}^{11}(z)]$$

⁴ Оператор взаимодействия (5) был получен для $z = \frac{1}{2}$. Естественно предположить, что он имеет такой же вид для любых z . Напомним, что ферродизэлектрики нас не интересуют, так как распадные процессы в них запрещены. К случаю антиферромагнетика легко перейти, считая во всех соотношениях $s_1 = s_2$.

и $\hat{T}^{22}$ получается из $\hat{T}^{11}$ заменой индексов $1 \leftrightarrow 2$, а

$$\hat{T}^{22} = \sqrt{s_1 s_2} \hat{\pi}^{12}(\mathbf{q}).$$

Каноническим преобразованием, использованным, например, в работе [8], гамильтониан (10) приводится к диагональному виду

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{q}} \{ \hbar \Omega^+(\mathbf{q}) \alpha_{\mathbf{q}}^+ \alpha_{\mathbf{q}} + \hbar \Omega^-(\mathbf{q}) \beta_{\mathbf{q}}^+ \beta_{\mathbf{q}} \},$$

$$\hbar \Omega^{\pm} = \sqrt{(S^+)^2 - (S^{12})^2} \pm S^-; \quad 2S^{\pm} = S^{11} \pm S^{22},$$

где α и β — новые Бозе-операторы. При этом

$$\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{z}) = \sum_{\mathbf{q}} [\hat{\mathbf{g}}^+(\mathbf{q}) \alpha_{\mathbf{q}+\mathbf{z}}^+ \alpha_{\mathbf{q}-\mathbf{z}} + \hat{\mathbf{g}}^-(\mathbf{q}) \beta_{\mathbf{q}+\mathbf{z}}^+ \beta_{\mathbf{q}-\mathbf{z}} + \hat{\mathbf{g}}^0(\mathbf{q}) (\alpha_{\mathbf{z}+\mathbf{q}}^+ \beta_{\mathbf{z}-\mathbf{q}}^+ + \alpha_{\mathbf{z}+\mathbf{q}} \beta_{\mathbf{z}-\mathbf{q}})], \quad (11)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{g}}^{\pm} &= \frac{S^+ \hat{\mathbf{T}}^+ - S^{12} \hat{\mathbf{T}}^{12}}{\sqrt{(S^+)^2 - (S^{12})^2}} \pm \mathbf{T}^-, \\ \hat{\mathbf{g}}^0 &= \frac{S^+ \hat{\mathbf{T}}^{12} - S^{12} \hat{\mathbf{T}}^+}{\sqrt{(S^+)^2 - (S^{12})^2}}, \quad 2\hat{\mathbf{T}}^{\pm} = \hat{\mathbf{T}}^{11} \pm \hat{\mathbf{T}}^{12}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Вид оператора $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{z})$ (11) убеждает нас в том, что действительно возможно двухмагнитонное комбинационное рассеяние только двух типов: КР с переизлучением магновов того же сорта ($\hat{\mathbf{g}}^{\pm}$) и распадное КР с испусканием (или поглощением) магновов разных сортов ($\hat{\mathbf{g}}^0$).

4. Используя оператор взаимодействия света со спиновой системой (5), (11), можно посчитать дифференциальный коэффициент экстинкции для интересующих нас процессов. Например, для КР „распадного“ типа в первом порядке теории возмущения по W

$$\frac{\partial h^{++}}{\partial \theta} = \frac{\omega_0}{c} \left(\frac{\omega}{c} \right)^3 \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{\mathbf{k}'} \int d^3 \mathbf{q} \int d\omega |\varepsilon(\mathbf{k}\lambda) \hat{\mathbf{g}}^0(\mathbf{q}) \varepsilon(\mathbf{k}'\lambda')|^2 \times$$

$$\times (h^+(\mathbf{q}) + 1)(n^-(\mathbf{q}) + 1) \delta \left(\omega_0 - \omega - \Omega^+ \left(\mathbf{q} + \frac{\Delta \mathbf{k}}{2} \right) - \Omega^- \left(\mathbf{q} - \frac{\Delta \mathbf{k}}{2} \right) \right). \quad (13)$$

При этом предполагается, что падает свет частоты ω_0 с волновым вектором $\mathbf{k}$ и вектором поляризации $\varepsilon(\mathbf{k}\lambda)$. ω , $\mathbf{k}'$ и $\varepsilon(\mathbf{k}'\lambda')$ — частота, волновой вектор и вектор поляризации рассеянного света; $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, а

$$n^{\pm}(\mathbf{q}) = \left[\exp \frac{\hbar \Omega^{\pm}(\mathbf{q})}{T} - 1 \right]^{-1}.$$

Выражение для КР с переизлучением магновов α получается из (13) заменой $n^- + 1 \rightarrow n^+$, $\Omega^- \rightarrow \Omega^+$ и $\hat{\mathbf{g}}^0(\mathbf{q}) \rightarrow \hat{\mathbf{g}}^+(\mathbf{q})$.

5. Обсудим полученные результаты. Пусть ферромагнетик (или антиферромагнетик) имеет объемноцентрированную кубическую решетку с ребром a , s_1 — спин атома в центре куба, s_2 — в его вершинах. Для простоты учтем только обменное взаимодействие ближайших соседей, т. е. J^{12} и π^{12} . Тогда

$$g_{ii}^0 = 0; \quad g_{ii}^{\pm} = \frac{\pi^{12}}{J^{12}} \hbar \Omega^{\pm}(\mathbf{q}), \quad (14)$$

$$g_{xy}^0 = \sqrt{s_1 s_2} \pi^{12} \frac{\gamma_{001}(\mathbf{q})}{\sqrt{1 - \frac{4s_1 s_2}{(s_1 + s_2)^2} \gamma_{111}^2(\mathbf{q})}}, \quad (15)$$

а g_{xx}^0 и g_{yy}^0 получаются заменой γ_{001} на γ_{010} и γ_{100} соответственно. Если дополнительно учесть обменное взаимодействие между ближайшими ионами одного типа, но сделать естественное упрощающее предположе-

ние $\frac{\pi_{12}}{J_{12}} = \frac{\pi_{11}}{J_{11}} = \frac{\pi_{22}}{J_{22}}$, мы снова придем к (14). Отказавшись от этого предположения или учитывая анизотропию обмена δJ_{12} , δJ_{11} и δJ_{22} , получаем ненулевое значение g_{ii}^0 . Следовательно, $g_{ij}^0 (j \neq i)$ существенно больше, чем g_{ii}^0 . Это означает, например, что в эксперименте, когда падающий свет поляризован по оси x кристалла, рассеянный свет, распространяющийся по этой же оси, будет деполяризован, свет, распространяющийся вдоль y , будет поляризован по z , и наоборот. Это относится к КР „распадного“ типа, представляющему наибольший интерес.

Для определения формы стоксовой линии КР необходимо после подстановки в (13) выражения (15) для $\hat{g}_0$ и замены переменных в интеграле по d^3q

$$d^3q \rightarrow dS \frac{d(\Omega^+ + \Omega^-)}{|\nabla_k(\Omega^+ + \Omega^-)|}$$

взять интеграл по $d(\Omega^+ + \Omega^-)$ с помощью дельта-функции. Спектральная плотность рассеянного излучения будет определяться интегралом по поверхности S в q -пространстве, на которой $\Omega^+ + \Omega^-$ постоянно. Максимум ее будет отстоять от частоты падающего света на суммарную частоту $\Omega^+ \left(\frac{\pi}{a}\right) + \Omega^- \left(\frac{\pi}{a}\right)$ магнонов разного типа с граничным импульсом.

В заключение оценим величину двухмагнонного комбинационного рассеяния света.

Считая (см. (15), (3)) $g_{ij}^0 \simeq \pi^{12} \simeq \frac{\epsilon_{ex}}{\epsilon_{cr}} a^3$ и выполняя интегрирование в (13), легко приходим к выражению (2). Полагая $\frac{a}{\lambda} \sim 10^{-9}$, $\left(\frac{\omega}{c}\right) \sim 10^{15}$ и $\left(\frac{\epsilon_{ex}}{\epsilon_{cr}}\right)^2 \simeq 10^{-5} \div 10^{-7}$, получим коэффициент экстинкции $h^{++} \simeq 10^{-9} \div \div 10^{-11} \text{ см}^{-1}$, согласующийся с экспериментальными результатами^[7].

Автор благодарит А. И. Ансельма, Б. И. Шкловского и А. Г. Аронова за интересное обсуждение и полезные советы.

Литература

- [1] Ф. Г. Басс, М. И. Каганов. ЖЭТФ, 37, 390, 1959.
- [2] R. J. Elliott, R. London. Phys. Rev. Lett., 3, 189, 1963.
- [3] Y. R. Shen, N. Bloembergen. Phys. Rev., 143, 372, 1966.
- [4] В. М. Генкин, Г. М. Генкин, В. М. Файн. Тр. II Всес. симпозиума по нелинейной оптике. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1966.
- [5] В. С. Львов. ЖЭТФ, в печати (1967).
- [6] И. А. Азиезер, Ю. В. Болотин. ЖЭТФ, в печати (1967).
- [7] R. A. Fleury, S. P. S. Porto, L. E. Cheesman, H. J. Guggenheim. Phys. Rev. Lett., 17, 84, 1966.
- [8] В. Г. Барьяхтар, Г. И. Урушадзе. ЖЭТФ, 38, 1253, 1960.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
30 марта 1967 г.
В окончательной редакции
5 июня 1967 г.