

Е. А. Попов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСИТОН-ДВУХМАГНОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НИЗКОМЕРНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ

В модели невзаимодействующих квазичастиц рассчитана форма экситон-двухмагнонных полос поглощения света в коллинеарной антиферромагнетике с плоской квадратной решеткой для четырех возможных механизмов таких возбуждений. Полученные результаты сравниваются с экспериментом.

Ключевые слова: экситон, магнон, поглощение света, антиферромагнетик.

Оптические спектры антиферромагнетиков, содержащих ионы с незаполненной $3d^5$ -оболочкой, связаны, как правило, с переходами, запрещенными в одноионном приближении по проекции спина и по четности. Поэтому в спектрах кристаллов антиферромагнетиков интенсивные электродипольные полосы поглощения обязаны коллективным возбуждениям, когда в процессе поглощения света рождаются или поглощаются несколько квазичастиц: экситонов, магнонов, фононов. Вместо ожидаемых единичных слабых экситонных полос в оптическом спектре таких кристаллов наблюдается на несколько порядков большее число интенсивных полос поглощения. Определить природу этих полос чрезвычайно сложно, и только небольшая их часть может быть однозначно идентифицирована.

В частности, полосы, связанные с участием в поглощении света магнонов, можно идентифицировать по поведению поглощения света в магнитном поле. Так, в коллинеарной антиферромагнетике запрет по спину снимается в процессе экситон-магнонного поглощения. В случае же участия в поглощении экситона и двух магнонов запрет не снимается. По этой причине экситон-двухмагнонные полосы поглощения в коллинеарной антиферромагнетике не наблюдаются. Однако при индуцировании в кристалле внешним магнитным полем неколлинеарности магнитных моментов подрешеток эти полосы появляются и нарастают по интенсивности с увеличением угла скоса магнитных подрешеток [1]. Но использовать этот идентификационный признак для таких полос трудно, так как напряженность внешнего магнитного поля, изменяющего взаимную ориентацию магнитных подрешеток, должна составлять заметную долю от обменного поля кристалла. В обсуждаемых кристаллах обменное поле H_E составляет $\sim 10^6$ кЭ, а максимально возможные поля, которые можно получить в современных лабораторных условиях, не превышают 300 кЭ.

Известны лишь единичные случаи экспериментального наблюдения экситон-двухмагнонных полос поглощения света [2]. Причем эксперименты проводились на кристаллах с трехмерной магнитной структурой. В этом случае полосы, образованные с участием магнонов, узкие, что отражает распределение плотности магнонных состояний в пределах зоны Бриллюэна. Узкий пик плотности соответствует границе зоны Бриллюэна, поэтому максимум интенсивности экситон-магнонных полос смещен от положения экситонной полосы на величину, кратную энергии магнона с волновым вектором вблизи границы зоны Бриллюэна. Этот факт, в случае невозможно-

сти значительного изменения магнитной структуры кристалла внешним магнитным полем, используется для идентификации магнонных полос-спутников чисто экситонных полос. Однако это не всегда обоснованно. Так, в [3] показано, что в случае значительной экситонной дисперсии пик экситон-магнонного поглощения может значительно смещаться, а в случае низкоразмерных магнитных систем смещение максимума экситон-магнонного поглощения возможно и за счет увеличения плотности магнонных состояний во внутренних точках зоны Бриллюэна.

В данной статье приводятся результаты расчета формы экситон-двухмагнонных полос в антиферромагнитном кристалле с простой плоской квадратной решеткой, которая реализуется, например, в квазидвумерном антиферромагнетике Rb_2MnCl_4 .

Расчет формы экситон-двухмагнонных полос поглощения света. Аналитическое выражение для коэффициента поглощения света в слабоанизотропном антиферромагнитном кристалле получено в работе [4]. Коэффициент поглощения света $K(\omega)$ определяется как

$$K(\omega) = -\frac{4\pi\omega}{cNv_c\eta} \operatorname{Im} \lim_{\delta \rightarrow 0} G(\hat{P}_{\text{eff}}^+ | \hat{P}_{\text{eff}}^+)_{\omega+i\delta} \quad (1)$$

где ω – частота световой волны; c – скорость света; η – коэффициент отражения; v_c – объем элементарной магнитной ячейки кристалла; N – их число; G – фурье-образ функции Грина. Процесс парного поглощения света, когда один из ионов ($n\alpha$) переходит в f -е возбужденное состояние, а у другого иона ($m\beta$) изменяется проекция спина (магнитное возбуждение), характеризуется оператором эффективных дипольных моментов переходов, являющихся суммой операторов дипольных моментов переходов:

$$\hat{P}_{n\alpha, m\beta}^+ = \hat{P}_{n\alpha, m\beta}^{fs} (\hat{\sigma}_{n\alpha}, \hat{S}_{m\beta}), \quad (2)$$

где операторы $\hat{\sigma}_{n\alpha}$ и $\hat{S}_{m\beta}$ описывают изменение состояния спинов соответствующих ионов. Используя операторы рождения и уничтожения, а также стандартные преобразования Гольштейна–Примакова, авторы [4] получили выражения для операторов дипольных моментов переходов в k -м пространстве. После диагонализации гамильтониана системы экситонов и магнонов, вычисления функции Грина и подстановки результатов в (1) выражение для коэффициента поглощения света антиферромагнитного кристалла на частоте ω примет вид

$$\begin{aligned}
 K(\omega) &= \frac{8\pi^2\omega}{cv_c\eta} e^{-g(0)} \frac{1}{N} \times \\
 &\times \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 \prod_{\lambda, \mathbf{q}} \sum_{p_{\lambda, \mathbf{q}}=-\infty}^{\infty} I_{|p_{\lambda, \mathbf{q}}|}(Z_{\lambda, \mathbf{q}}) \cdot \left(\frac{1+n_{\lambda}(\mathbf{q})}{n_{\lambda}(\mathbf{q})} \right)^{p_{\lambda, \mathbf{q}}/2} \times \\
 &\times \{ [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times \\
 &\times (1+n_{\lambda}(\mathbf{q})) \cdot \delta(\omega - E - \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) - \sum_{\lambda, \mathbf{q}} p_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda}(\mathbf{q})) + \\
 &+ [u_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta]^2 n_{\lambda} \times \\
 &\times (\mathbf{k}) \delta(\omega - E + \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) - \sum_{\lambda, \mathbf{q}} p_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda}(\mathbf{q})) \}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $Z_{\mu, \mathbf{k}} = 2 |\Delta(\mathbf{k}, \mu)|^2 \sqrt{n_{\mu}(\mathbf{k})(1+n_{\mu}(\mathbf{k}))}$;

$$I_p(Z) = \frac{1}{p!} \left(\frac{Z}{2} \right)^p, \quad p \geq 0; \Delta - \text{экситон-магнонное взаимодействие};$$

$n_{\mu}(\mathbf{k})$ – функция распределения магнонов μ -й ветви: $n(\mathbf{k}) = [\exp(E(\mathbf{k})/k_B T) - 1]^{-1}$, здесь T – температура, k_B – константа Больцмана; $u_{\mu}(\mathbf{k})$ и $v_{\mu}(\mathbf{k})$ – коэффициенты преобразования, диагонализующие гамильтониан;

$\theta = \frac{\theta_{n\alpha} - \theta_{m\beta}}{2}$, здесь $\theta_{n\alpha}$, $\theta_{m\beta}$ – углы между направлениями осей квантования спинов магнитных ионов $n\alpha$ и m ; E и $\varepsilon(\mathbf{k})$ – энергии экситона и магнона соответственно.

Варьируя параметр $p_{\lambda, \mathbf{q}}$ в (3), покажем различные вклады в поглощение света, связанное с участием магнонов.

При малых $p_{\lambda, \mathbf{q}}$ можно выделить слагаемые, определяющие полосы поглощения, которые соответствуют разным механизмам возбуждений кристалла. Оставим только $p_{\lambda, \mathbf{q}} = 0, \pm 1$ и используем асимптотику для $I(Z)$ при низких температурах:

$$I_0 = 1, \quad I_1 \approx \frac{Z}{2} = |\Delta(\mathbf{k}, \mu)|^2 \cdot \sqrt{n_{\mu}(\mathbf{k})(1+n_{\mu}(\mathbf{k}))}.$$

Тогда

$$\begin{aligned}
 K(\omega) \infty \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 \cdot \prod_{\lambda, \mathbf{q}} \left[\left(K_{\mu}^{e+m}(\mathbf{k}) + K_{\mu}^{e-m}(\mathbf{k}) \right) + \right. \\
 \left. + |\Delta(\lambda, \mathbf{q})|^2 (1+n_{\lambda}(\mathbf{q})) \cdot \left(K_{\mu}^{e+m+m}(\mathbf{k}) + K_{\mu}^{e-m+m}(\mathbf{k}) \right) + \right. \\
 \left. + |\Delta(\lambda, \mathbf{q})|^2 n_{\lambda}(\mathbf{q}) \cdot \left(K_{\mu}^{e+m-m}(\mathbf{k}) + K_{\mu}^{e-m-m}(\mathbf{k}) \right) \right], \quad (4)
 \end{aligned}$$

где

$$K_{\mu}^{e+m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times (1+n_{\lambda}(\mathbf{q})) \cdot \delta(\omega - E - \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k})), \quad (5)$$

$$K_{\mu}^{e-m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta]^2 \times n_{\lambda}(\mathbf{q}) \cdot \delta(\omega - E + \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k})) \quad (6)$$

есть коэффициенты поглощения света для холодного и горячего одномагнонных спутников экситонной полосы соответственно. Такая интерпретация слагаемых соотношения (3) следует из закона сохранения энергии. Вид δ -функции определяет, какой процесс описывает соответствующее слагаемое из (3). Слагаемые же

$$K_{\mu}^{e+m+m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times (1+n_{\lambda}(\mathbf{q})) \cdot \delta(\omega - E - \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) - \sum_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda, \mathbf{q}}),$$

$$K_{\mu}^{e-m+m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta]^2 \times n_{\lambda}(\mathbf{q}) \cdot \delta(\omega - E + \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) - \sum_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda, \mathbf{q}}),$$

$$K_{\mu}^{e+m-m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times (1+n_{\lambda}(\mathbf{q})) \cdot \delta(\omega - E - \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) + \sum_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda, \mathbf{q}}),$$

$$K_{\mu}^{e-m-m}(\mathbf{k}) = [u_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta]^2 \times n_{\lambda}(\mathbf{q}) \cdot \delta(\omega - E + \varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}) + \sum_{\lambda, \mathbf{q}} \varepsilon_{\lambda, \mathbf{q}}) \quad (7)$$

соответствуют различным двухмагнонным процессам в поглощении света, связанным как с поглощением (горячие полосы), так и с рождением (холодные полосы) магнонов. Первое соотношение описывает поглощение холодным двухмагнонным спутником экситонной полосы, второе – магнонным спутником горячей экситон-магнонной полосы, третье – горячим спутником экситон-магнонной линии, четвертое – двухмагнонным горячим спутником экситона.

Если использовать соотношения (5) и (6) для расчета формы полос поглощения света, то будет получена резко асимметричная ЭМ-полоса [5], форма которой, как было сказано выше, использовалась при идентификации экситон-магнонных полос. Однако сложность в интерпретации поглощения слоистых антиферромагнетиков требует отказа от такого простого подхода. С этой целью модифицируем соотношения (4)–(7) с учетом экситонной дисперсии, т. е. резонансной передачи электронного возбуждения между подрешетками антиферромагнетика. При этом коэффициент поглощения для холодной экситон-магнонной полосы с учетом закона сохранения импульса будет описываться выражением

$$\begin{aligned}
 K(\omega) &= \frac{8\pi^2\omega}{cv_c\eta} e^{-g(0)} \frac{1}{N} \times \\
 &\times \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 (1+n_{\lambda}(\mathbf{k})) [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times \\
 &\times \delta(\omega - E(\mathbf{k}) - \varepsilon_{\mu}(-\mathbf{k})), \quad (8)
 \end{aligned}$$

а для горячей – выражением

$$\begin{aligned}
 K(\omega) &= \frac{8\pi^2\omega}{cv_c\eta} e^{-g(0)} \frac{1}{N} \times \\
 &\times \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 n_{\lambda}(\mathbf{k}) [u_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta]^2 \delta(\omega - E(\mathbf{k}) + \varepsilon_{\mu}(-\mathbf{k})). \quad (9)
 \end{aligned}$$

Суммирование ведется по волновым векторам \mathbf{k} первой зоны Бриллюэна и ветвям спектра μ .

Для магнонных спутников экситон-магнонной полосы с учетом дисперсии экситонов и закона сохранения импульса (экситон-двухмагнонных процессов) имеем

$$\begin{aligned}
 &K^{e+m+m}(\omega) \infty \\
 &\infty \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 |\Delta(\lambda, \mathbf{q})|^2 (1+n_{\lambda}(\mathbf{k})) \times \\
 &\times [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times \\
 &\times \delta \left(\omega - E(\mathbf{k}) - \sum_{\mathbf{k}_1 - \mathbf{q} = -\mathbf{k}} \left(\varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}_1) + \sum_{\mathbf{q}} \varepsilon_{\mu}(\mathbf{q}) \right) \right), \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &K^{e+m-m}(\omega) \infty \\
 &\infty \sum_{\mu, \mathbf{k}} |P(\mathbf{k})|^2 |\Delta(\lambda, \mathbf{q})|^2 n_{\lambda}(\mathbf{k}) \times \\
 &\times [u_{\mu}(\mathbf{k}) \sin^2 \theta - v_{\mu}(\mathbf{k}) \cos^2 \theta]^2 \times \\
 &\times \delta \left(\omega - E(\mathbf{k}) + \sum_{\mathbf{k}_1 - \mathbf{q} = -\mathbf{k}} \left(\varepsilon_{\mu}(\mathbf{k}_1) - \sum_{\mathbf{q}} \varepsilon_{\mu}(\mathbf{q}) \right) \right). \quad (11)
 \end{aligned}$$

Легко выписать выражения для интенсивности поглощения света еще для двух механизмов экситон-двухмагнонного поглощения – K^{e-m+m} и K^{e-m} , соответствующих двум горячим процессам, которые связаны с поглощением термически возбужденных магнонов. Однако интенсивность таких процессов слишком мала, чтобы полосы такой природы можно было бы наблюдать.

Полученные соотношения можно использовать для вычисления распределения интенсивности поглощения света при участии магнонов. Для этого необходимо рассчитать дисперсионные зависимости для участвующих в поглощении квазичастиц, а затем, используя эти соотношения, провести суммирование по возможным состояниям квазичастиц.

Рассмотрим антиферромагнитную структуру, в которой магнитные моменты расположены в узлах простой квадратной решетки [6]. Дисперсионные соотношения для магнитных возбуждений в гейзенберговской модели имеют вид

$$\varepsilon_{\mu} = SI(0)\sqrt{1 - \gamma^2(\mathbf{k}) + 2 \cos^2 \theta \cdot \gamma(\mathbf{k})[\gamma(\mathbf{k}) - (-1)^{\mu}]}, \quad (12)$$

где $\gamma(\mathbf{k}) = \frac{1}{z} \sum_{\delta} e^{i\mathbf{k}\delta}$, здесь δ – вектор, соединяющий маг-

нитный ион с первыми ближайшими соседями; θ – угол, который в случае коллинеарного антиферромагнетика с малой анизотропией, т. е. при $H > H_{кр}$, здесь $H_{кр}$ – критическое поле, превышающее поля фазовых переходов, обусловленных магнитной анизотропией, удовлетворяет

соотношению $\cos \theta = \frac{H}{2H_E} = \frac{1}{-\mu_B g_0} S \cdot I(0)$, здесь g_0 – g -фактор основного состояния; $SI(0) = SzJ$, здесь J – внутрислоевой обмен между ближайшими соседями; z – число ближайших соседей ($z = 4$ в квадратной решетке).

Аналогично получим энергию для оптических возбуждений – экситонов [2]:

$$E_{\mu}(\mathbf{k}, f) = \Delta \tilde{\varepsilon}^f + A^f \cos \theta + \tilde{M}^f \tilde{\gamma}(\mathbf{k}) - (-1)^{\mu} z |M^f| \gamma(\mathbf{k}) \cos^2 \theta, \quad (13)$$

где $\Delta \tilde{\varepsilon}^f = \Delta \varepsilon^f + J^f(0) - I^f(0)$;

$$A^f = \left[1 - \frac{g^f(S-1)}{gS} \right] \cdot 2S^2 I(0) + 2I^f(0);$$

$\tilde{\gamma}(\mathbf{k}) = \frac{1}{z} \sum_{\rho} e^{i\mathbf{k}\rho}$, $M^f = M_{00,01}^f$, $\tilde{M}^f = -M_{00,\rho 0}^f$, здесь ρ – вектор, соединяющий магнитный ион с его вторыми ближайшими соседями из той же подрешетки; $M_{00,01}^f$ и $M_{00,\rho 0}^f$ – матричные элементы передачи возбуждений между ионами.

На основе формулы (10) было рассчитано поглощение света в случае холодной экситон-двухмагнонной полосы при учете экситонной дисперсии для антиферромагнетика с плоской квадратной решеткой (рис. 1). При вычислениях варьировались параметры, отвечающие за экситонную дисперсию: $K_1 = |M^f| \cdot \cos^2 \theta$ и $K_2 = \tilde{M}^f$.

Положение экситонной линии отмечено на горизонтальной оси символом 0. Расстояние v_m соответствует энергии магнона на границе зоны Бриллюэна. Максимум экситон-двухмагнонного поглощения света расположен на расстоянии, равном энергии двух магнонов $2v_m$,

от экситонной полосы только в случае $K_1 = 0$ и $K_2 = 0$, когда дисперсией экситонов можно пренебречь. Если дисперсия экситонов значительна, т. е. существует сильное взаимодействие подрешеточных экситонов, то тогда форма полос может сильно деформироваться.

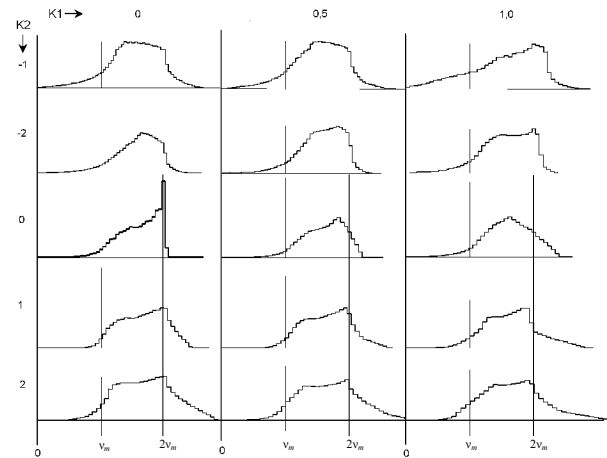


Рис. 1. Изменение формы экситон-двухмагнонной полосы (холодного спутника экситон-магнонной полосы) в зависимости от параметров экситонной дисперсии

Интересно определить форму полосы, соответствующую механизму двухмагнонного спутника экситонной полосы и описываемую формулой (11). Как и в первом случае, она запрещена в коллинеарном антиферромагнетике и может наблюдаться только в сильном внешнем магнитном поле, индуцирующем неколлинеарность магнитной структуры. Кроме этого в таком процессе поглощается термически возбужденный магнон. Поэтому такая полоса при температуре вблизи 0 К должна иметь нулевую интенсивность и появляться лишь при повышении температуры, когда начнет расти заселенность магнонных состояний. Такой полосе можно дать название «горячий магнонный спутник экситон-магнонной полосы».

Варианты расчета формы полосы поглощения света для такого процесса приведены ниже (рис. 2 и 3). Символом 0 отмечено положение экситонной линии. Следует отметить, что учет экситонной дисперсии приводит к уширению и деформации горячего спутника экситон-магнонной полосы.

Сравнение с экспериментом. Расчеты формы многомагнонных спутников экситонных полос были проведены с целью объяснения структуры и поведения полос тонкой структуры спектра поглощения света антиферромагнитного Rb_2MnCl_4 в сильном магнитном поле.

Кристаллы Rb_2MnCl_4 при комнатной температуре имеют тетрагональную структуру симметрии D_{4h} ¹⁷. При температуре ниже $T_N = 57$ К в них устанавливается антиферромагнитный порядок с анизотропией типа легкая ось. Кристаллическая решетка характеризуется слоистой структурой. Магнитные моменты ионов Mn^{+2} расположены слоями в узлах квадратной решетки и направлены параллельно C_4 оси симметрии кристалла [7]. Обменное поле $H_E \approx 800$ кЭ. Поле спин-флоп-перехода $H_{sf} = 56$ кЭ. Внутрислоевой обмен J для Rb_2MnCl_4 и величина $v_m = 80$ см⁻¹ определены по рефрактометрическим измерениям [8].

Общий вид и дихроизм спектра поглощения света кристалла, а также поведение спектра во внешнем магнитном поле в области перехода ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4A_{1g}, {}^4E_g ({}^4G)$ в ионах Mn^{2+} приведены в работе [9]. Необычным в поведении спектра кристалла во внешнем магнитном поле является появление и усиление с ростом напряженности поля широких линий в спектре. Результаты расчетов, представленных на рис. 1–3, позволяют объяснить экспериментальные факты, а также сравнить наблюдаемые спектры с рассчитанными по формулам (8), (10) и (11) (рис. 4, 5).

Линия 1 на рис. 4 – фрагмент α -спектра кристалла Rb_2MnCl_4 толщиной 0,08 мм, полученный при температуре $T = 4,5$ К в импульсном магнитном поле $H = 230$ кЭ; линия 3 – рассчитанная форма экситон-магнетонной полосы при $T = 0$ в поле $H = 230$ кЭ. Такие линии разрешены в электродипольном приближении в коллинеарном антиферромагнетике и ослабевают в магнитном поле, индуцирующем неколлинеарность магнитных подрешеток. Линия 2 – рассчитанное экситон-двухмагнетонное поглощение с учетом дисперсии экситонов при $T > 0$ в магнитном поле. Эта линия появляется при включении внешнего магнитного поля и ее интенсивность нарастает с его увеличением.

Линия 1 на рис. 5 – фрагмент α -спектра кристалла Rb_2MnCl_4 толщиной 1,65 мм, полученный при темпера-

туре $T = 4,5$ К в импульсном магнитном поле $H = 230$ кЭ. Полосы поглощения, обозначенные как C_{M1-M} и C_{M2M} , появляются при $H > H_{sf}$ и растут по интенсивности во внешнем магнитном поле. Их появление невозможно объяснить в рамках традиционных механизмов формирования спектров магнетиков. Модель (11) хорошо описывает усиление поглощения в этой области спектра как результат трехчастичного процесса взаимодействия света с кристаллом, в котором при поглощении света возбуждается экситон и магнетон и аннигилирует термически возбужденный магнетон, т. е. горячего экситон-двухмагнетонного процесса.

Расчет формы экситон-магнетонных полос поглощения света в антиферромагнетике с низкоразмерной магнитной структурой показывает, что распределение интенсивности поглощения света в нем существенно зависит не только от распределения плотности магнетонных состояний, но и от экситонной дисперсии. В результате каждый конкретный экситон-магнетонный механизм формирования полос поглощения света может приводить к появлению в спектре оптического поглощения антиферромагнетика не одной, а нескольких полос. Этот факт вынуждает отказаться от традиционного подхода к идентификации таких полос, при котором считается, что максимумы

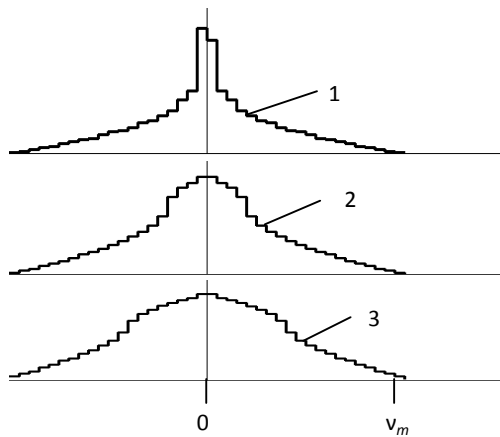


Рис. 2. Изменение формы горячего спутника экситон-магнетонной полосы при $K_2 = 0$ и K_1 : 1 – 0; 2 – 0,5; 3 – 1,0

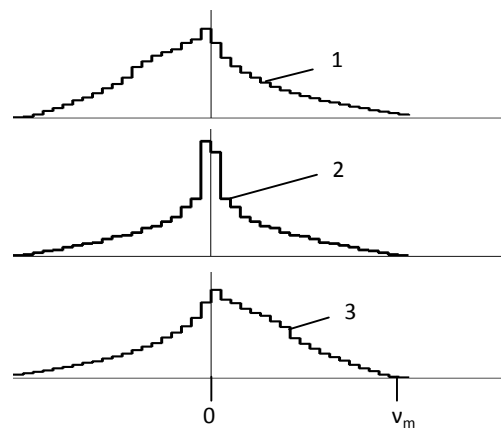


Рис. 3. Изменение формы горячего спутника экситон-магнетонной полосы при $K_1 = 0$ и K_2 : 1 – (-1,0); 2 – 0; 3 – (+1,0)

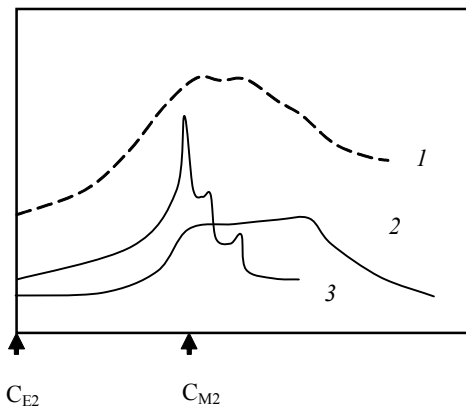


Рис. 4. Сравнение экспериментально наблюдаемого поглощения (линия 1) с рассчитанными полосами одно- и двухмагнетонных спутников экситонной полосы (линии 3 и 2 соответственно)

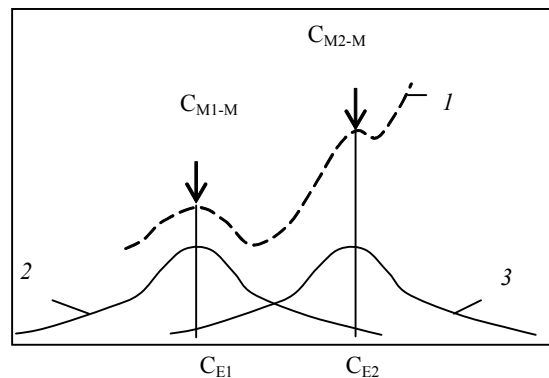


Рис. 5. Сравнение экспериментально наблюдаемого поглощения света в районе экситонных полос C_{E1} и C_{E2} (кривая 1), с рассчитанной формой полосы поглощения горячего магнетонного спутника экситон-магнетонной полосы (кривые 2 и 3)

поглощения света в экситон-магнонных процессах отстоят от положения чисто экситонной полосы на расстоянии, приблизительно кратные энергии магнонов границы зоны Бриллюэна.

Библиографические ссылки

1. Горбач В. В., Пакиж М. А., Петров Э. Г. Многочастичные спин-запрещенные оптические переходы в слабоанизотропных антиферродиелектриках // УФЖ. 1992. Т. 37, № 11. С. 1670–1682.

2. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков / В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, В. М. Науменко. Киев : Наук. думка, 1989.

3. Попов Е. А., Овчинников С. Г. Магнонные полосы-спутники в оптическом спектре антиферромагнитного Rb_2MnCl_4 // Физика твердого тела. 2003. Т. 45, вып. 8. С. 1429–1431.

4. Горбач В. В., Петров Э. Г. Влияние неупругого экситон-магнонного взаимодействия на поглощение света в неколлинеарном антиферромагнетике // Физика твердого тела. 1990. Т. 32, № 5. С. 1418–1425.

5. Popov E. A. Peculiarities of optical absorption of magnetic dielectrics with varies magnetic order dimension // Вестник НИИ СУВИПТ. 2008. Вып. 26. С. 61–66.

6. Попов Е. А. Тонкая структура оптического спектра и многочастичные возбуждения в Rb_2MnCl_4 // Изв. вузов. Физика. 2003. № 10. С. 10–13.

7. Magnetic structure and two-dimensional behavior of Rb_2MnCl_4 and Cs_2MnCl_4 / A. Epstein, E. Gurewitz, J. Makovsky, H. Shaked // Phys. Rev. 1970. Vol. B2, № 9. P. 3703–3706.

8. Попов Е. А. Оптические и магнитооптические свойства антиферромагнитных хлоридов марганца : дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Красноярск, 2004.

9. Попов Е. А. Изменение оптического поглощения $2d$ -магнетика при его разбавлении немагнитными ионами // Вестник КрасГУ. 2003. № 3. С. 75–79.

E. A. Popov

MODELLING OF EXISTON-DOUBLE-MAGNON OPTICAL EXCITATIONS IN LOW-DIMENSIONAL MAGNETIC SYSTEM

In a model of noninteracting quasi-particles a shape of the exciton-two-magnon optical absorption band in collinear antiferromagnet with two-dimensional square lattice for four possible excitation mechanisms is calculated. Correlation of the results and the experiment is made.

Keywords: excitation, magnon, light absorption, antiferromagnet.

© Попов Е. А., 2010

УДК 539

А. В. Лопатин, Р. А. Удальцов

СИММЕТРИЧНАЯ ПОТЕРЯ УСТОЙЧИВОСТИ КОМПОЗИТНОЙ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛАСТИНЫ

Решена задача об определении критических усилий, при которых происходит сморщивание композитных несущих слоев трехслойной пластины с ортотропным наполнителем. Предложена новая модель упругого наполнителя, в которой учитываются его жесткости на сжатие и сдвиг, а также нелинейный характер затухания нормальных перемещений по толщине. С использованием энергетического метода получено дифференциальное уравнение симметричной формы потери устойчивости. Выполнен анализ влияния упругих и геометрических параметров трехслойной полосы на характер волнообразования и критическое усилие несущего слоя.

Ключевые слова: композитная пластина, потеря устойчивости, симметричный.

Одним из наиболее вероятных видов разрушения трехслойных пластин, нагруженных в плоскостях несущих слоев усилиями сжатия или сдвига, является потеря устойчивости. При расчете трехслойных пластин различают несколько форм потери устойчивости, одной из которых является сморщивание несущих слоев с образованием весьма коротких волн, расположенных симметрично относительно срединной плоскости.

Эта форма потери устойчивости называется симметричной и характерна только для трехслойных конструкций, имеющих податливый наполнитель.

Первое исследование сморщивания несущих слоев трехслойной панели было выполнено в 1940 г. [1] с использованием для наполнителя модели упругого основания Винклера. Эта работа была продолжена многочисленными исследователями, результаты работы кото-