05.2

МАГНИТОУПРУГИЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОСОБЫХ НАПРАВЛЕНИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН

С.В. Тарасенко

К особым направлениям распространения нормальных колебаний, как известно из акустики (оптики) анизотропных сред, относятся такие направления волновой нормали $\vec{n} \parallel \vec{n}_*$ ($\vec{n} \equiv \vec{k}/|\vec{k}|$, $\vec{k}$ – волновой вектор), вдоль которых две нормальных волны распространяются с совпадающими фазовыми скоростями [1, 2]. Данные направления $\vec{n}_*$ соответственно называются акустическими (оптическими) осями (АО(ОО)), и с ними связан целый класс поляризационных эффектов (например, внутренняя коническая рефракция (ВКР)), имеющих несомненный практический интерес. Основной физической причиной существования АО(ОО) является анизотропия акустических (оптических) свойств кристаллов, что индуцирует анизотропию закона дисперсии соответсвующих нормальных колебаний в зависимости от их поляризации и направления распространения $\vec{n}$ [1, 2]. Что же касается магнитных колебаний, то до сих пор аналогичные эффекты при распространении спиновых волн не изучались, несмотря на то, что в работе [3] было показано, что учет обменноусиленного в многоподрешеточных магнетиках магнитоупругого взаимодействия может при $k \gg k_{mph}$ (k_{mph} определяется условием магнитоакустического резонанса) приводить к существенной анизотропии закона дисперсии нормальных спиновых колебаний.

В предлагаемой работе впервые изучен магнитоупругий механизм формирования особых направлений распространения спиновых колебаний (магнитных осей (МО)) и на этой основе выяснены условия реализации эффекта ВКР для бегущих спиновых волн. В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную модель ($\vec{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток) кубического антиферромагнетика (АФМ) [4]. Магнитоупругие и упругие свойства модели для наглядности считаем изотропными. В отсутствии внешнего магнитного поля $\vec{H}$ расчет показывает, что в равновесном состоянии при учете двух констант анизотропии реализуется одна из следующих ориентаций $\vec{l}_0$ вектора антиферромагнетизма $\vec{l}$ ($\vec{l} = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)/2M_0$, M_0 – намагниченность насыщения): $\vec{l}_0 \parallel [001]$, $\vec{l}_0 \parallel [110]$, $\vec{l}_0 \parallel [111]$. Следуя стандартной методике вычисления спектра магнитоупругих колебаний [5], можно показать, что при $k \gg k_{mph}$ поверхность волновых векторов (ПВВ) для спиновых волн в рассматриваемой модели АФМ в системе координат с осью $OZ' \parallel \vec{l}_0$ имеет следующий вид:

$$(\omega_1^2-\omega_{xx}^2)(\omega_1^2-\omega_{yy}^2)-\omega_{xy}^4=0$$

$$\omega_1^2\equiv\omega^2-\omega_\Delta^2-c^2k^2,\quad k^2\equiv k_x^2+k_y^2+k_z^2 \qquad (1)$$

$$\omega_{xx(yy)}^2\equiv\omega_{MY}^2\left\{4\left(1-c_t^2/c_l^2\right)k_{x(y)}^2k_z^2/k^4+k_{y(x)}^2/k^2\right\}$$

$$\omega_{xy}^2\equiv\omega_{MY}^2\left\{4\left(1-c_t^2/c_l^2\right)k_z^2/k^2-1\right\}k_xk_y/k^2.$$

Здесь ω_Δ^2 – активация спектра спиновых волн, обусловленная кубической анизотропией и ориентацией $\vec{l}_0$; ω_{MY}^2 – магнитоупругая щель; c – минимальная фазовая скорость спиновых волн; $c_{t(l)}$ – фазовая скорость поперечных (продольных) упругих волн; ω – частота возбуждения. Анализ (1) показывает, что рассматриваемая ПВВ обладает особыми точками: точками самопересечения, положение которых в $\vec{k}$ – пространстве и определяет [2] ориентацию особых направлений распространения нормальных колебаний (в данном случае МО). При этом физической причиной формирования МО является появление при $k\gg k_{mph}$ дальнодействующего поля квазистатических упругих деформаций, которое в случае $c^2k^2\ll\omega_{MY}^2$ играет определяющую роль в спиновой динамике рассматриваемого АФМ. В дальнейшем такие спиновые колебания с $k\gg k_{mph}$ будем называть эластостатическими спиновыми волнами (ЭСВ). Следуя [1, 2], можно показать, что в случае (1) совокупность МО образует круговой конус с вершиной в точке k =0, образующей длиной k_* и углом при вершине $2\theta_*$, определяемом соотношением $(\sin^2\theta\equiv(k_x^2+k_y^2)/k^2)$:

$$\cos^2\theta_*=c_e^2/4(c_e^2-c_t^2), \qquad (2)$$

$$c^2k_*^2=\omega^2-\omega_\Delta^2-\omega_{MY}^2\sin^2\theta_*. \qquad (3)$$

В качестве примера поляризационных эффектов, индуцированных формированием МО в кубическом АФМ, рассмотрим как влияет направление магнитной поляризации ЭСВ $\vec{l}$ на распространение потока энергии переносимого ЭСВ с $\vec{n}\,/\!/\,\vec{n}_*$. Следуя определению вектора плотности потока энергии $\vec{P}$, нетрудно показать, что и в случае ЭСВ вектор лучевой (групповой) скорости $\vec{s}$ может быть представлен в виде $\vec{s}=\langle\vec{P}\rangle/\langle\mathcal{E}\rangle$, где $\langle\ldots\rangle$ – усреднение по времени [1], $\mathcal{E}$ – плотность энергии. Однако как $\vec{P}$, так и $\mathcal{E}$ рассчитываются с учетом взаимодействия спиновой и упругой подсистем АФМ. Используя цилиндрическую симметрию ПВВ (1) и конуса МО (2), ограничимся рассмотрением меридионального сечения данных поверхностей плоскостью XZ , k_y =0, полагая в дальнейшем, что ЭСВ распространяется в этой плоскости ($\vec{n}\in XZ$, n_y =0). По аналогии с методикой расчета, развитой в [1] для упругих волн, можно показать, что для бегущей вдоль $\vec{n}_*$

ЭСВ конец вектора лучевой скорости описывает в плоскости N', перпендикулярной МО, эллипс, если конец вектора по магнитной поляризации ЭСВ $\vec{\tilde{l}}$ описывает окружность в плоскости N, перпендикулярной $OZ'//\vec{l}_0$. В этом случае, если, следуя [1], представить $\vec{s}$ в виде $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{s}_1$, уравнение для эллипса в плоскости N' с началом координат в точке, определяемой $\vec{s}_0$, имеет вид:[1]

$$\vec{s}_1 = \vec{p}\sin 2\varphi + \vec{q}\cos 2\varphi,$$

$$s_{0i} \equiv 4\omega^{-1}\partial(\omega_{xx}^2 + \omega_{yy}^2)/\partial k_i, \quad i = x, y, z.$$

$$p_i \equiv 4\omega^{-1}\partial(\omega_{xx}^2 - \omega_{yy}^2)/\partial k_i, \qquad (4)$$

$$q_i \equiv 4\omega^{-1}\partial\omega_{xy}^2/\partial k_i.$$

Таким образом, данный поляризационный эффект представляет собой ВКР для спиновых волн, индуцированную магнитоупругим взаимодействием. Следовательно, для ЭСВ с $\vec{n}//\vec{n}_*$ можно, изменяя поляризацию магнитных колебаний $\vec{\tilde{e}}$ целенаправленно влиять как на направление, так и на величину плотности потока энергии $\langle\vec{P}\rangle$, переносимого бегущей спиновой волной $(k \gg k_{mph})$ в данном направлении. До сих пор исследовался случай неограниченного кристалла, однако, если учесть конечные размеры реального магнетика, то, как показывает анализ, найденный выше эффект ВКР может существенно влиять на условия распространения ЭСВ с $\vec{n}//\vec{n}_*$ при любой ориентации МО относительно поверхности магнетика. В частности, при касательном к поверхности АФМ распространении линейнополяризованных спиновых колебаний с поляризацией $\vec{\tilde{e}}$ и $\vec{n}//\vec{n}_*$ реализуется аномальный режим прохождения ЭСВ. В этом случае бегущая магнитная волна эффективно взаимодействует с поверхностью магнетика, так как вектор групповой скорости ЭСВ $\vec{s}$ направлен под углом к поверхности ($s_y \neq 0$, $\vec{n}_* \in XZ$). Если АФМ образец имеет форму пластины с нормалью к поверхности вдоль OY ($\vec{l}_0, \vec{n}_* \in XZ$), то вследствие (1)-(4) поляризация бегущей вдоль образца ЭСВ $\vec{\tilde{l}}$ будет изменяться на угол 2φ в плоскости N по сравнению с поляризацией ЭСВ, возбуждаемой на торце пластины, поскольку при отражении от поверхности $\vec{s}_1 \in N'$ будет поворачиваться на угол 4φ в плоскости N'. Следовательно, если возбуждаемая ЭСВ линейнополяризована под углом $\pi/4$ к поверхности магнетика, то вследствие изученного выше эффекта ВКР поляризация „отраженной" ЭСВ будет поворачиваться на $\pi/2$ при распространении ЭСВ вдоль МО. Ранее аналогичный эффект рассматривался для упругих волн в условиях акустического эффекта ВКР [6].

---

[1]Угол φ (2φ), определяющий ориентацию $\vec{\tilde{l}}$ $(\vec{s}_1)$ в плоскости N (N'), отсчитывается от оси OY, $\vec{\tilde{l}} \equiv \vec{l} - \vec{l}_0$.

Список литературы

[1] Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
[2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
[3] Тарасенко С.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 22. С. 2041-2044.
[4] Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Наука.
[5] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
[6] Кошкина Е.Н., Лямов В.Е., Маматова Т.А.// Кристаллография. 1978. Т. 23. В. 10. С. 1274-1276.

Поступило в Редакцию
19 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 22 26 ноября 1990 г.

06.3; 07

ДВУМЕРНАЯ МАТРИЦА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ В КРИСТАЛЛЕ КТР

Е.М. Дианов, В.П. Коняев,
Ю.В. Курнявко, В.А. Маслов,
А.М. Прохоров, Е.А. Щербаков

Развитие систем оптической обработки информации (в частности, изображений) требует создания устройств, состоящих из дискретных микрооптических фокусирующих элементов. Для этого применяют матрицы объемных микролинз [1], двумерные дифракционные решетки [2] и другие устройства. Довольно часто используются системы планарных микролинз в стеклах, изготовленные с помощью диффузии различных элементов через маску [3]. При этом в процессе диффузии показатель преломления $n(z)$ увеличивается, после стравливания маски получается подложка с промодулированным по определенному закону $n(z)$. Однако вследствие изотропного характера диффузии в стеклах и большинстве кристаллов до сих пор не изготавливались матрицы градиентных микролинз, в качестве которых могут служить отрезки градиентных волноводов.

Новые возможности открывает применение эффекта анизотропного ионного обмена в кристалле КТР, впервые обнаруженного в работе [4]. Данный эффект заключается в том, что при определенных