

О НОВОМ МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ФТОРИДАХ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ПРОДОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.С.Островский, В.М.Локтев

Показана возможность наведения внешним магнитным полем, не нарушающим коллинеарности спинов, линейных по напряженности магнитооптических эффектов.

Влияние магнитной подсистемы магнетиков на их оптические свойства вызывает значительный интерес к магнитооптическим исследованиям. В частности, подробно исследованы эффекты кругового и линейного двупреломления в антиферромагнитных фторидах переходных металлов [1 - 3] при различных комбинациях направлений векторов антиферромагнетизма \mathbf{l} , внешнего магнитного поля \mathbf{H} и волнового вектора света \mathbf{Q} . Однако эксперимент, в котором бы все три вектора были параллельны, насколько нам известно, не ставился, хотя именно в такой конфигурации опыта возможен магнитооптический эффект, специфический для кристаллов подобного типа (пространственная группа D_{4h}^{14}) и обусловленный наличием одноионной анизотропии. Для рассмотрения явления удобно воспользоваться экситонной моделью спиновых возбуждений [4, 5], которая позволяет точно учесть особенности одноионной анизотропии путем решения самосогласованной задачи, определяющей спиновую конфигурацию основного состояния. Последняя оказывается нетривиальной даже при температуре $T = 0$ и сохранении коллинеарности спинов и внешнего поля [6]. В этом случае самосогласованная задача сводится (в пренебрежении малосущественной поправкой, обусловленной нулевыми колебаниями) к определению полевой зависимости величин

$$\tilde{S}_\alpha = \langle \psi_{n\alpha}^0 | S_{n\alpha}^z | \psi_{n\alpha}^0 \rangle$$

($\psi_{n\alpha}^0$ - функция основного состояния иона, n - узел, α - номер подрешетки), которые не равны величине спина S из-за квантовомеханического перемешивания состояний с различными проекциями спина на легкую ось (тетрагональную) OZ , обязанного наличию "поперечной" части в операторе одноионной анизотропии, имеющем для интересующих нас кристаллов вид

$$\mathcal{K}_{n\alpha}^{aH} = -A (S_{n\alpha}^z)^2 + (-1)^\alpha B [(S_{n\alpha}^x)^2 - (S_{n\alpha}^y)^2], \quad A > 0.$$

В больших полях решения для случаев целого и полуцелого S существенно различаются, однако в малых по сравнению с обменным полях для любых S справедливо:

$$\tilde{S}_{1,2} \approx \tilde{S}_0 \pm \frac{1}{2} \chi_{\parallel} H,$$

где \tilde{S}_0 и χ_{\parallel} определяются лишь соотношениями между параметрами A , B и величиной обмена J . (Отметим, что χ_{\parallel} отлично от нуля и в случае двухосных кристаллов). Из последнего выражения непосредственно следует, что подрешетки становятся неэквивалентными даже при фиксированных положениях ядер, и, следовательно, из-за декомпенсации локальной двухосности (местная симметрия ионов металла – ромбическая) оптически неэквивалентными оказываются оси OX и OY . Кроме того, возникает продольный момент $m^z = S_1 - S_2$, индуцирующий вектор гирации $\mathbf{G} \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$. После прохождения через такой кристалл линейно поляризованный свет $\mathbf{Q} \parallel OZ$ должен стать эллиптически поляризованным. Неэквивалентность разных направлений поляризации света в плоскости, перпендикулярной тетрагональной оси, должна быть существенной и для векторов $\mathbf{Q} \perp OZ$ (в этом случае циркулярная составляющая эффекта отсутствует). Возникающая двухосность не противоречит соображениям симметрии, так как при $m^z \neq 0$ исчезает элемент симметрии $C_4 \times R$ (C_4 – поворот на 90° вокруг тетрагональной оси, R – операция обращения времени).

Изменение показателя преломления кристалла определяется вкладами от изменений тензоров как магнитной, так диэлектрической восприимчивости; кроме того, следует также учитывать, что часть изменения этих тензоров при $H \neq 0$ будет обусловлена магнитострикцией, вообще говоря не малой для подобных кристаллов (в особенности для CoF_2). Возникающие при этом деформации вдоль направлений $[110]$ и $[001]$ должны вызывать дополнительный пьезомагнитный эффект, понижающий зеемановскую энергию.

Рассмотрим магнитный вклад, предполагая отсутствие (или компенсацию в эксперименте) магнитострикции. Тензор магнитной восприимчивости определяется фурье-образами запаздывающих функций Грина $\langle\langle S_{na}^i | S_{m\beta}^j \rangle\rangle_\omega$ ($i, j = x, y, z$) и в ИК области имеет резонансный характер. В области оптических частот он может быть представлен в виде

$$\chi_{ij}(\omega) = \langle\langle S_{na}^i | S_{m\beta}^j \rangle\rangle_\omega = R_{ij}(J/\omega^2).$$

Выражения для величин R_{ij} имеют громоздкий вид и будут приведены в подробной публикации для случая $S = 3/2$. Существенно, что в малых полях $R_{xx} - R_{yy} \sim \chi_{\parallel} H$, $R_{xy} \sim \chi_{\parallel} H$ и $R_{zz} \sim H^2$; $R_{xz} = R_{yz} = 0$. Следует ожидать, что изменение показателей преломления при $H \parallel OZ$ будет того же порядка, что и в аналогичных эффектах в поперечных полях для кристалла CoF_2 , где большая одноионная анизотропия обуславливает величину χ_{\parallel} всего в несколько раз меньшую, чем χ_{\perp} при $T = 0$.

Мы благодарны А.С.Боровику-Романову, Г.С.Кринчику, Р.В.Писареву, А.Ф.Прихотько, С.М.Рябченко и Ю.М.Федорову за обсуждение работы.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
14 июня 1977 г.

Литература

- [1] А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес, М.А.Талалаев. Письма в ЖЭТФ, 13, 80, 1971.
 - [2] I.R.Jahn, H.Dachs. Sol. St. Comm., 18, 1617, 1971.
 - [3] А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес, А.А.Панков, М.А.Талалаев. ЖЭТФ, 64, 1762, 1973.
 - [4] Ю.Б.Гайдидей, В.М.Локтев. ФТТ, 16, 3436, 1974.
 - [5] V.S.Ostrovskii, E.G.Petrov. Phys. St. Sol. (b), 71, 369, 1975.
 - [6] В.С.Островский. ФТТ, 18, 1041, 1976.
-