УДК 539.32

ПРИРОДА ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ И УПРУГООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРТОФЕРРИТОВ

А. С. Москвин, Д. Г. Латыпов, В. Г. Гудков

На основе простой деформационной модели, связывающей анизотропию поляризуемости комплексов FeO_6^{9-} с их деформацией по отношению к идеальному октаэдру, объяснены наблюдаемые особенности естественного двупреломления ортоферритов $RFeO_3$, а также рассчитаны упругооптические константы и магнитоупругооптический эффект в ортоферрите $YFeO_3$. Показана важная роль в упругооптических и магнитоупругооптических эффектах скрытых смещений подрешеток. Их учет приводит к перенормировке упругооптических констант, достигающей в ряде случаев 50 %, а также к появлению наряду с чисто магнитострикционным конкурирующего с ним по величине дополнительного вклада магнитоупругих смещений в магнитное двупреломление.

Проведен количественный расчет магнитоупругооптического вклада в изменение двупреломления ортоферрита $YFeO_3$ при спин-переориентационном переходе $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_2$. Хорошее согласие с экспериментом позволяет сделать вывод о превалирующей роли магнитоупругооптического эффекта в магнитном двупреломлении $YFeO_3$.

1. Кристаллическая и магнитная структура ортоферритов

Редкоземельные ортоферриты $RFeO_3$ относятся к группе окислов с искаженной структурой перовскита (пространственная группа D_{2h}^{16} [1]). Для структуры $RFeO_3$ характерны небольшие искажения кислородных октаэдров, окружающих ионы Fe^{3+}, и сильное искажение кислородного окружения ионов R^{3+}. Кристаллографическая элементарная ячейка содержит четыре формульных единицы $RFeO_3$. Основные искажения идеальной перовскитной структуры в ортоферритах можно свести к разворотам кислородных октаэдров относительно их центров — ионов Fe^{3+} — на углы $\sim 10°$ и небольшим деформациям октаэдров, а также к смещениям ионов R^{3+} в ab-плоскости. В магнитном отношении редкоземельные ортоферриты являются неколлинеарными антиферромагнетиками с взаимодействием Дзялошинского [2, 3]. Для описания магнитной структуры d-подрешетки используются базисные векторы **F**, **G**, **C**, **A** — линейные комбинации магнитных моментов (спинов) ионов Fe^{3+}, причем $F, C, A \sim 10^{-2}\,G$.

2. Деформационная модель естественного двупреломления ортоферритов

Редкоземельные ортоферриты являются оптически двухосными кристаллами с довольно большим естественным двупреломлением ($\Delta n \geqslant 10^{-2}$) и потенциально большим фарадеевским вращением $\theta_F \sim 10^3$ град/см [4, 5]. Сравнительный анализ численных величин, дисперсионных зависимостей двупреломления редкоземельных ортоферритов $RFeO_3$ с $4f$-ионами и ортоферрита $YFeO_3$ [6] показывает, что большое естественное двупреломление, наблюдаемое в ортоферритах при $T=300$ K, связано в основном с d-подрешеткой. Действительно, зависимость двупреломления в ab-плоскости ($\Delta n_{ab}=n_a-n_b$) от длины волны, согласно [6], во всех ортоферритах подобна зависимости $\Delta n_{ab}(\lambda)$ в $YFeO_3$. Кроме того, величины Δn_{ab} при $T=$

$=300$ K, $\lambda=0.6$ мкм в $YFeO_3$ и ортоферритах Tb, Dy, Ho, Er, являющихся его «ближайшими соседями» в ряду, близки между собой. Дисперсия оптических осей в $YFeO_3$ и $DyFeO_3$, по данным [7], практически одинакова. Оптические оси в ортоферритах Sm, Eu, Tb, Dy, Yb и Y расположены также практически одинаково [6, 7] под углом $\pm 50°$ от оси C в bc-плоскости ($\lambda=0.68$ мкм). Своеобразно изменение естественного двупреломления по ряду от $LaFeO_3$ к $LuFeO_3$ — двупреломление в ab-плоскости ($T \sim 300$ K) меняется не только по величине, но и по знаку [5, 6] (рис. 1). Учитывая малость прямого вклада R-подрешетки в двупреломление в этой области температур, естественно связать характер изменения Δn_{ab} с изменением орторомбических искажений перовскитной структуры $RFeO_3$, а значит, и низкосимметричного кристаллического поля для ионов Fe^{3+} при переходе $LaFeO_3 \to LuFeO_3$. Такой механизм косвенного влияния R-ионов (через структурные искажения) на двупреломление $RFeO_3$ качественно обсуждался ранее в [8]. Ниже мы рассмотрим простую количественную теорию двупреломления $RFeO_3$, в основу которой положим связь поляризуемости комплексов FeO_6^{9-} с их деформацией по отношению к идеальному октаэдру (деформационная модель) [9]. Для симметричной части тензора поляризуемости

$$\alpha_{ij} = \begin{cases} p_E \epsilon_{ij}, & i=j, \\ p_{T_2} \epsilon_{ij}, & i \neq j. \end{cases} \tag{1}$$

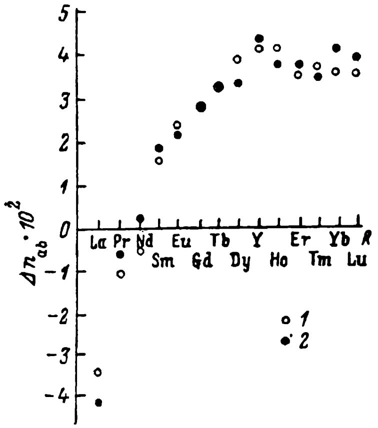

Рис. 1. Двупреломление ортоферритов $RFeO_3$ в ab-плоскости.

1 — теоретический расчет в деформационной модели, *2* — экспериментальные данные.

где ϵ_{ij} — тензор деформации комплекса FeO_6^{9-} ($\mathrm{Sp}\,\hat{\epsilon}=0$); $p_{E,\,T_2}$ — упругооптические константы, связывающие поляризуемость с E-деформациями ($i=j$ растяжения—сжатия связей Fe^{3+}—O^{2-}) или T_2-деформациями комплекса ($i \neq j$: изменение углов между связями Fe^{3+}—O^{2-}). Соотношение (1) справедливо в локальной системе координат октаэдра FeO_6^{9-} В системе abc-осей оно будет выглядеть как

$$\alpha_{ij} = p_E \epsilon_{ij}^{E} + p_{T_2} \epsilon_{ij}^{T_2}, \tag{2}$$

где ϵ_{j}^{E} и $\epsilon_{ij}^{T_2}$ — компоненты тензора E- и T_2-деформаций октаэдра соответственно в abc-системе. Компоненты тензоров $\hat{\epsilon}^{E}$ и $\hat{\epsilon}^{T_2}$ для 4-х различных комплексов FeO_6^{9-} в элементарной ячейке $RFeO_3$ могут, вообще говоря, различаться знаком [10].

Переходя к диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ и проводя суммирование по всем позициям ионов Fe^{3+}, получим отличными от нуля только диагональные компоненты $\hat{\varepsilon}$

$$\varepsilon_{ii} = P_E \epsilon_{ii}^{E} + P_{T_2} \epsilon_{ii}^{T_2}, \tag{3}$$

где $P_{E,T_2} = 4\pi N \{(n_0^2+2)/3\}^2 p_{E,T_2}$, N — число Fe^{3+}-ионов в 1 см^3 Компоненты тензоров $\hat{\epsilon}^{E}$, $\hat{\epsilon}^{T_2}$ играют роль структурных факторов и могут быть рассчитаны для ортоферритов с учетом известных компонент тензора локальных деформаций октаэдров FeO_6^{9-} и углов Эйлера для перехода от локальной к abc-системе [10]. Таким образом, соотношение (3) дает двухпараметрическую формулу для двупреломления ортоферритов, связывающего его с орторомбическими искажениями кристаллической структуры. Упругооптические константы P_E, P_{T_2} могут быть найдены из сравнения теоретической структурной зависимости (3) двупреломления в ab-плоскости

$$\Delta n_{ab} = \frac{1}{2n_0}\left[P_E\left(\epsilon^E_{xx} - \epsilon^E_{yy}\right) + P_{T_2}\left(\epsilon^{T_2}_{xx} - \epsilon^{T_2}_{yy}\right)\right], \tag{4}$$

рассматриваемой как зависимость от типа ортоферрита, с известными экспериментальными данными [5, 6]. На рис. 1 приведены экспериментальные и рассчитанные по (4) значения Δn_{ab} при $P_E = 6.2n_0$, $P_{T_2} = 4.0n_0$, полученных из подгонки по методу наименьших квадратов. В [9] ошибочно взят неверный знак Δn_{ab}, так что параметры P_{E,T_2} здесь и работы [9] различаются знаком. Достаточно убедительное согласие двухпараметрической формулы (4) с экспериментом свидетельствует в пользу деформационной модели двупреломления.

Используя найденные значения P_{E,T_2}, мы можем объяснить наблюдаемые особенности двупреломления ортоферритов в других плоскостях, в частности, положение оптических осей [6, 7]. На рис. 2 представлены предсказываемые деформационной моделью значения углов θ_{ac}, θ_{bc}, φ_{ab}, определяющих положение оптических осей в соответствующих плоскостях для $RFeO_3$. Здесь же приведены немногочисленные экспериментальные данные по ортоферритам Eu, Tb, Dy, Y, Tm, Yb [6, 7]. Таким образом, деформационная модель при всей ее простоте в целом правильно передает основные особенности естественного двупреломления ортоферритов. Более того, деформационная модель дает основу для анализа упругооптических и магнитоупругооптических эффектов в ортоферритах.

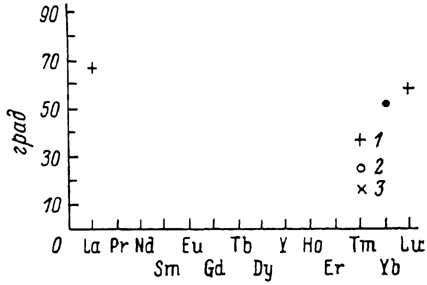

Рис. 2. Положение оптических осей в $RFeO_3$.

1 — ab-плоскость, 2 — bc-плоскость, 3 — ac-плоскость. Точки — экспериментальные данные.

3. Упругооптические эффекты в ортоферритах

Изменение температуры, давления, внешнего магнитного поля сопровождается изменением упругого состояния кристаллической решетки, что влечет за собой, в частности, изменение оптической анизотропии. Упругое состояние решетки характеризуется тензором макроскопической деформации $\hat{\epsilon}$, а также смещениями подрешеток, не связанных явно с изменением макроскопических размеров кристалла — скрытыми смещениями. На важную роль скрытых смещений в упругооптических явлениях указывалось в ряде работ [11, 12]. Связь компонент тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\Gamma_\nu)$ с макродеформациями решетки $\epsilon_{kl}(\Gamma_\nu)$ и симметризованными смещениями $u_n(\Gamma_\nu)$, принадлежащие базису неприводимого представления Γ_ν группы D^{16}_{2h} ($\mathbf{k}=0$), представим в виде

$$\varepsilon_{ij}(\Gamma_\nu) = \varepsilon^0_{ij}(\Gamma_\nu) + P^0_{ijkl}(\Gamma_\nu)\,\epsilon_{kl}(\Gamma_\nu) + P^n_{ij}(\Gamma_\nu)\,u_n(\Gamma_\nu), \tag{5}$$

где P^0_{ijkl} и P^n_{ij} — тензоры упругооптических констант, индекс n нумерует различные смещения, ε^0_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости в отсутствие $\hat{\epsilon}$ и u_n.

Для расчета констант P^0_{ijkl} и P^n_{ij} можно воспользоваться деформационной моделью двупреломления. Действительно, основное соотношение (2) деформационной модели определяет и физический смысл параметров P_E и P_{T_2} как упругооптических констант. Необходимо только учесть, что соотношение (2) имеет простой вид в локальной системе координат комплекса FeO_6^{9-}. Это обстоятельство приводит к следующей процедуре расчета упругооптических констант P^0_{ijkl} и P^n_{ij}. 1) Необходимо найти локальные деформации комплексов FeO_6^{9-} E- и T_2-типа как функции макродеформации $\hat{\epsilon}$ и смещений u_n. 2) Затем найденные величины ϵ_{ij}^{E} и $\epsilon_{ij}^{T_2}$ из локальной системы координат комплекса FeO_6^{9-} перевести в abc-систему и подставить в соотношение (3). 3) Полученная линейная связь ε_{ij} с макродеформациями и смещениями сравнивается с (5), что и позволяет найти все упругооптические константы P_{ijkl}^0 и P_{ij}^n как функции двух параметров P_E и P_{T_2}.

Связь тензора микродеформации комплексов FeO_6^{9-} со смещениями ионов O^{2-} определяется простым соотношением

$$\epsilon_{mn}=\frac{1}{4l^2}\sum_{\nu}(R_m^{\nu}u_n^{\nu}+u_m^{\nu}R_n^{\nu}), \tag{6}$$

где R^{ν} — радиус-вектор связи Fe^{3+}—O^{2-}; u^{ν} — вектор смещения иона O^{2-}; l — средняя длина связи Fe^{3+}—O^{2-}; суммирование в (6) проводится по всем 6 ближайшим к иону Fe^{3+} ионам O^{2-}. Алгоритм расчета упругооптических констант P_{ijkl}^0 и P_{ij}^n реализован в [9] для ортоферрита $YFeO_3$. В табл. 1 приведены численные значения упругооптических констант типа P_{ijkl}^0 (использованы обозначения Фойгта). Полагая, что упругооптические константы $NdFeO_3$ и $YFeO_3$ близки и слабо зависят от температуры, приведем полученную нами оценку изменения компонент тензора диэлектрической проницаемости $NdFeO_3$ при охлаждении от 293 до 8 K, используя результаты нейтронографических исследований кристаллической структуры $NdFeO_3$ [13] и значение упругооптических констант для ортоферрита $YFeO_3$ [9]: $\Delta\varepsilon_{xx}=-(0.1-0.6)\cdot10^{-3}\,n_0$, $\Delta\varepsilon_{yy}=+(8.5+8.6)\cdot10^{-3}\,n_0$, $\Delta\varepsilon_{zz}=-(8.4+9.3)\cdot10^{-3}\,n_0$. Здесь первое слагаемое— вклад макроскопической деформации, второе — вклад скрытых смещений ионов O^{2-} Во всех компонентах тензора $\hat{\varepsilon}$ второе слагаемое оказывается даже больше первого, т. е. пренебрежение вкладом скрытых смещений в данном случае недопустимо. Интересно, что теория предсказывает большое изменение двупреломления Δn в $NdFeO_3$ при охлаждении: $\Delta n_{ab}=-0.9\cdot10^{-2}$, $\Delta n_{bc}=+1.7\cdot10^{-2}$, $\Delta n_{ac}=0.8\cdot10^{-2}$, сравнимое с двупреломлением при комнатной температуре [5].

Таблица 1

Упругооптические константы для $YFeO_3$ (в единицах n_0)

$P_{\alpha\beta}$	$P_{\alpha\beta}^0$[9]	$\Delta P_{\alpha\beta}$	$P_{\alpha\beta}$	$\mathcal{P}_{\alpha\beta}\cdot10^4$
P_{11}	3.07	0.30	3.37	0.13
P_{12}	−1.26	0.00	−1.26	0.16
P_{13}	−1.85	−0.11	−1.96	−0.29
P_{21}	−1.26	−0.71	−1.97	−0.33
P_{22}	3.21	0.20	3.41	−0.37
P_{23}	−1.95	−0.77	−2.72	0.70
P_{31}	−1.85	0.41	−1.44	0.20
P_{32}	−1.95	−0.20	−2.15	0.21
P_{33}	3.77	0.87	4.64	−0.42
P_{44}	4.20	−0.39	3.81	−0.33
P_{55}	4.50	−0.38	4.12	−0.58
P_{66}	5.60	0.07	5.67	−0.18

При отсутствии прямого внешнего (по отношению к упругой подсистеме) воздействия на скрытые смещения, т. е. при отсутствии линейных по u_n слагаемых в свободной энергии гармонического кристалла, скрытые смещения связаны с макродеформациями соотношением [14]

$$u_n(\Gamma_{\nu})=A_{ij}^n(\Gamma_{\nu})\,\epsilon_{ij}(\Gamma_{\nu}), \tag{7}$$

где A^n_{ij} — компоненты так называемого тензора внутренних напряжений. Естественно, что в этом случае третье слагаемое в (5) можно свести ко второму, перенормируя упругооптические константы P_{ijkl}

$$P_{ijkl} = P^0_{ijkl} + \Delta P_{ijkl}, \quad \Delta P_{ijkl} = \sum_n P^n_{ij}(\Gamma_\nu) A^n_{kl}(\Gamma_\nu). \tag{8}$$

Используя результаты модельного расчета компонент тензора внутренних напряжений, выполненного в [14] для ортоферрита $TmFeO_3$, и предполагая, что в силу близости параметров $TmFeO_3$ и $YFeO_3$ величины A^n_{ij} для них также близки, мы рассчитали величины ΔP_{ijkl} для $YFeO_3$. Они приведены в табл. 1. Сравнивая величины P^0_{ijkl} и ΔP_{ijkl}, видим, что перенормировка упругооптических констант, обусловленная учетом вклада скрытых смещений, существенна и в ряде случаев (P_{21}) превышает 50 % от величины константы P^0_{ijkl}.

4. Магнитоупругооптические эффекты в ортоферритах

Изменение магнитного состояния кристалла сопровождается макроскопическими деформациями и скрытыми смещениями подрешеток, а значит, и изменением диэлектрической проницаемости. Взаимодействие магнитной и упругой подсистем — магнитоупругое взаимодействие в ортоферритах — представим в виде

$$\Phi_{му} = A^0_{ijkl} \epsilon_{ij} G_k G_l + B^n_{kl}(\Gamma_\nu) u_n(\Gamma_\nu) G_k G_l, \tag{9}$$

где мы учли наибольшие вклады, линейные по $\hat{\epsilon}$ и u_n и квадратичные по G. Упругую энергию представим в виде

$$\Phi_y = \frac{1}{2} C^0_{ijkl} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl} + C^n_{ij}(\Gamma_\nu) u_n(\Gamma_\nu) \epsilon_{ij} + \frac{1}{2} C^{nm}(\Gamma_\nu) u_n(\Gamma_\nu) u_m(\Gamma_\nu). \tag{10}$$

Минимизируя $\Phi_{му} + \Phi_y$ по $\hat{\epsilon}$ и u_n, можно определить равновесные значения u_n и $\hat{\epsilon}$. Подставляя найденные выражения $\hat{\epsilon}$ и u_n в (5), получим основное соотношение для анализа магнитоупругооптических эффектов [14]

$$\varepsilon_{ij}(\Gamma_\nu) = \varepsilon^0_{ij}(\Gamma_\nu) + P_{ijkl}(\Gamma_\nu) \epsilon_{kl}(\Gamma_\nu) + \mathscr{P}_{ij\alpha\beta}(\Gamma_\nu) G_\alpha G_\beta, \tag{11}$$
$$\mathscr{P}_{ij\alpha\beta}(\Gamma_\nu) = -\sum_{mn} P^n_{ij}(\Gamma_\nu) [C^{-1}(\Gamma_\nu)]^{nm} B^m_{\alpha\beta}(\Gamma_\nu).$$

Таким образом, магнитоупругооптический эффект в соответствии с (11) включает два вклада: первый чисто магнитострикционной природы определяется обычными упругооптическими константами P_{ijkl}; второй обусловлен только учетом магнитоупругих смещений [14] и не зависит от магнитострикционных деформаций. Другими словами, магнитоупругооптический эффект возможен даже в отсутствие магнитострикции. Количественный расчет магнитоупругооптических констант $\mathscr{P}_{ij\alpha\beta}$ сложен. Ниже мы воспользуемся данными модельных расчетов упругих параметров C^{nm} работы [14], магнитоупругих параметров $B^m_{\alpha,\beta}$ работы [10] и упругооптических параметров P^n_{ij} работ [9, 14]. Расчетные значения констант $\mathscr{P}_{ij\alpha\beta}$ для $YFeO_3$ ($\lambda = 0.63$ мкм, $T = 300$ K) приведены в табл. 1. Они достигают относительно больших величин $\sim 10^{-4}$ и могут определять эффективное магнитное двупреломление Δn $(му) \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$. Для иллюстрации практической значимости магнитоупругооптического эффекта в ортоферритах рассчитаем изменение двупреломления $YFeO_3$ при спин-переориентационном переходе $\Gamma_4 \to \Gamma_2$ $(G_x \to G_z)$, индуцированном внешним магнитным полем $\mathbf{H} \parallel a$-оси. При этом полная переориентация достигалась в поле $H = 75$ кЭ и сопровождалась магнитострикционными деформациями [15] $\epsilon_{ii} = \epsilon^0_{ii} \sin^2\theta$, $\epsilon_{xz} = \epsilon^0_{xz} \sin 2\theta$ с $\epsilon^0_{xx} = 1.8 \cdot 10^{-5}$, $\epsilon^0_{yy} = 1.8 \cdot 10^{-5}$, $\epsilon^0_{zz} = -3.7 \cdot 10^{-5}$, $|\epsilon^0_{xz}| = 0.3 \cdot 10^{-5}$. Знание этих величин и упругооптических констант (табл. 1) позволило нам рассчитать чисто магнитострикционный вклад в изменение двупреломления для различных плоскостей Δn_{ab}, Δn_{bc}, Δn_{ac} ($\Delta n_{ij}=\Delta\ (n_i-n_j)$), а также максимальное значение ε_{xz} при переходе $\Gamma_4 \to \Gamma_2$ в $YFeO_3$ ($\lambda=0.63$ мкм, $T=300$ К).

В табл. 2 представлены расчетные значения чисто магнитострикционного вклада, вклада магнитоупругих смещений и суммарного магнитоупругого вклада в величины Δn, ε^0_{xz}, а также экспериментальные данные работы [16]. Сравнивая расчетные и экспериментальные данные, отметим, что оба магнитоупругих вклада в изменение двупреломления в целом сравнимы по величине, что свидетельствует о необходимости учета в ортоферритах как известного магнитострикционного механизма, так и относительно нового вклада магнитоупругих смещений в двупреломление. Расчетные значения суммарного магнитоупругого вклада в изменение двупреломления при переходе $\Gamma_4 \to \Gamma_2$ по величине хорошо согласуются с экспериментом, что позволяет сделать вывод о превалирующей роли магнитоупругооптических эффектов в магнитном двупреломлении ортоферрита $YFeO_3$.

Таблица 2

Значения различных вкладов в изменение двупреломления при СП переходе $\Gamma_4 \to \Gamma_2$, (в единицах 10^{-4})

Δn_{ij}, ε^0_{xz}	Δn_{ab}	Δn_{ac}	Δn_{bc}	ε^0_{xz}
Магнитострикционный вклад	—0.1	1.7	1.8	± 0.3
Вклад скрытых смещений	—0.7	0.1	0.8	± 0.7
Суммарный магнитоупругий вклад	—0.8	1.8	2.6	± 1.0 ± 0.4
Эксперимент [16] ($\lambda = 0.63$ мкм, $T = 300$ К)	-0.6 ± 0.4	2.0 ± 0.2	2.6 ± 0.2	± 0.7

Простая деформационная модель, основанная на связи поляризуемости комплексов FeO_6^{9-} с их деформацией, позволяет объяснить наблюдаемые особенности естественного двупреломления ортоферритов $RFeO_3$, а также рассчитать все упругооптические константы и магнитоупругооптические эффекты в ортоферритах типа $YFeO_3$. Важную роль в упругооптических и магнитоупругооптических эффектах играет наряду с макродеформацией решетки скрытые смещения подрешеток. Учет скрытых смещений приводит к перенормировке упругооптических констант, а также к появлению наряду с чисто магнитострикционным конкурирующего с ним по величине дополнительного вклада магнитоупругих смещений в магнитное двупреломление.

Проведенный в данной работе качественный и количественный анализ особенностей магнитоупругооптических эффектов может быть использован при рассмотрении и других соединений. Во всех случаях нужно иметь в виду, что знание только упругооптических констант типа P_{jikl} и макродеформации $\hat{\varepsilon}$ кристалла, вообще говоря, недостаточно для корректного анализа упругооптических и особенно магнитоупругооптических эффектов. Действительно, при одной и той же макродеформации кристалла, вызванной: а) приложением внешнего механического напряжения, б) изменением температуры без изменения магнитного порядка, в) изменением температуры с изменением магнитного порядка, г) приложением внешнего магнитного поля и т. д., скрытые смещения подрешеток в кристалле, а значит, и двупреломление будут, вообще говоря, различными. По-видимому, именно с этими обстоятельствами связан противоположный характер изменения двупреломления MnF_2 [17] при изменении температуры и приложении давления, сопровождаемых одинаковой макродеформацией. Магнитное двупреломление феррита-граната иттрия $Y_3Fe_5O_{12}$, несмотря на малость чисто магнитострикционного вклада [18], тем не менее может быть обусловлено магнитоупругооптическим эффектом с превалирующим вкладом магнитоупругих смещений. Кстати, для этого достаточно, чтобы константы $\mathscr{P}_{ijil}$ в ортоферрите $YFeO_3$ и феррите-гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ имели один порядок величины.

Литература

[1] *Marezio M., Remeika J. P., Dernier P. D.* Acta Cryst., 1970, vol. B26, N 12, p. 2008—2022.
[2] *Уайт Р.* УФН, 1971, т. 103, № 4, с. 593—607.
[3] *Туров Е. А., Найш В. Е.* ФММ, 1960, т. 9, № 1, с. 10—18.
[4] *Четкин М. В., Дидосян Ю. С., Ахуткина А. И., Червоненкис А. Я.* Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, № 11, с. 519—520.
[5] *Clover R. B., Wentworth C., Mroczkowski S. S.* IEEE Trans. Magn., 1971, vol. 7, N 3, p. 480—483.
[6] *Tabor W. J., Anderson A. W., Van Uitert L. G.* J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 7, p. 3018—3021.
[7] *Четкин М. В., Дидосян Ю. С., Ахуткина А. И.* ФТТ, 1971, т. 13, № 11, с. 3414—3417.
[8] *Clover R. B., Rayl M., Gutman D.* Magn. and Magn. Mater. 17^{th} AIP Ann. Conf. Chicago, Ill. 1971, Part 1. N. Y., 1972, p. 264—268.
[9] *Гудков В. Г.* Автореф. канд. дис. Свердловск, УрГУ, 1983. 19 с.
[10] *Агафонов А. П.* Автореф. канд. дс. Свердловск, УрГУ, 1982. 20 с.
[11] *Jahn I. R.* Phys. St. Sol. (b), 1973, vol. 57, N 2, p. 681—692.
[12] *Belanger D. P., King A. R., Jaccarino Y.* Phys. Rev., 1984, vol. B29, N 5, p. 2636—2640.
[13] *Sosnowska I., Fischer P.* Neutron Scatter Symp. Argonne, 1981, Ill Aug. 12—14, N. Y., 1982, p. 346—348.
[14] *Москвин А. С., Латыпов Д. Г., Агафонов А. П.* Деп. ВИНИТИ, № 6538-В86, 1986.
[15] *Кадомцева А. М., Агафонов А. П., Милов В. Н., Москвин А. С., Семенов В. А.* Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 8, с. 400—403.
[16] *Кричевцев Б. Б., Писарев Р. В., Рувинштейн М. М.* ФТТ, 1980, т. 22, № 7, с. 2128—2133.
[17] *Марковин П. А., Писарев Р. В.* ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 6, с. 2461—2476.
[18] *Писарев Р. В., Синий И. Г., Смоленский Г. А.* ФТТ, 1970, т. 12, № 1, с. 118—123.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
2 сентября 1986 г.
В окончательной редакции
23 июля 1987 г.