

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОГО ЛИНЕЙНОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ В АЛЮМИНАТАХ-ГРАНАТАХ $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ И $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$

© К.М.Мукимов, Б.Ю.Соколов

Ташкентский государственный университет,
700000 Ташкент, Узбекистан
(Поступила в Редакцию 10 января 1996 г.)

Согласно современным представлениям, магнитное линейное дву-
преломление (МЛД) в магнитных материалах определяется квадрупольным моментом Q магнитоактивного иона, индуцированным внешним магнитным (или эффективным обменным) полем. Для редкоземельных (РЗ) парамагнетиков, содержащих в своем составе ионы с изотропным g -фактором, имеющие дублетное основное состояние, в области температур, в которой заселено только основное состояние РЗ-иона (т.е. при $kT < W$, где W — энергетический интервал, отделяющий возбужденные уровни от основного дублета), МЛД имеет вид [1]

$$\Delta n(T, H) \propto Q(T, H) = ANM(T, H), \quad (1)$$

где Δn — разность показателей преломления, соответствующих двум осям оптической индикатрисы кристалла, при распространении света вдоль ее третьей оси, A — коэффициент, зависящий от кристаллографического направления, частоты наблюдения, а также от электронных свойств актуальных состояний РЗ-иона, между которыми происходят оптические переходы, обуславливающие МЛД, H — внешнее магнитное поле, M — намагниченность (без ван-флековского вклада) РЗ-подсистемы.

При повышении температуры по мере заселения штарковских подуровней основного мультиплета квадрупольный момент РЗ-иона будет определяться суммой вкладов от всех термически заселенных состояний. При условии $kT \gg W$, т.е. когда заселены все подуровни основного мультиплета РЗ-иона, $Q(T, H) \propto M^2(T, H)$ [2,3]. В области слабых магнитных полей (где $g\beta H \ll kT$, β — магнетон Бора) $M(T, H) \propto H/T$; следовательно, температурная зависимость МЛД имеет вид $\Delta n(T) \propto T^{-1}$ при $kT < W$ и $\Delta n(T) \propto T^{-2}$ при $kT \gg W$ (очевидно, $\Delta n(H) \propto H^2$). Это означает, что характер температурной зависимости МЛД изменяется в зависимости от соотношения между величинами W и kT .

С целью экспериментальной проверки этого аспекта теории в данной работе были проведены исследования МЛД в алюминатах-гранатах $\text{Er}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (ErAG) и $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YbAG). Кристаллическое поле граната расщепляет мультиплеты ионов Er^{3+} и Yb^{3+} на крамерсовские дублеты, причем энергетический спектр основного мультиплета этих ионов в алюминатах-гранатах имеет существенно разный вид: нижние уровни основного мультиплета иона Er^{3+} представляют собой сравнительно компактную группу с энергиями 0, 27, 58, 78, ... cm^{-1} , тогда как основной дублет иона Yb^{3+} отделен от первого возбужденного энергетическим интервалом $\sim 618 \text{ cm}^{-1}$ [4]. Качественное различие штарковской структуры основных мультиплетов ионов Er^{3+} и Yb^{3+} предполагает различный характер температурной зависимости МЛД в ErAG и YbAG.

Для исследований использовались образцы монокристаллов гранатов размером $\sim 6 \times 5 \times 1.5 \text{ mm}$, плоскости которых для ErAG были параллельны кристаллографическим плоскостям (100), (110), а для YbAG — (110).

Измерения МЛД проводились на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ излучения He-Ne-лазера в постоянном магнитном поле напряженностью до 17 кОе в температурной области 78–295 К. Магнитное поле ориентировалось в плоскости, а направление вектора распространения света \mathbf{k} — перпендикулярно плоскости образца.

МЛД определялось по сдвигу фаз $\alpha = 2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})d/\lambda$ (где n_{\parallel} , n_{\perp} — показатели преломления для света, линейно поляризованного соответственно вдоль и поперек направления \mathbf{H} , d — толщина образца), измеряемому при помощи четвертьволновой фазовой пластинки методом модуляции поляризации света [5]. Относительная ошибка измерений МЛД во всех экспериментах не превышала 7%.

Исследования полевых зависимостей МЛД в ErAG и YbAG, выполненные при ориентации магнитного поля главных кристаллографических осей граната, показали, что полученные зависимости $\Delta n(H)$ имеют вид парабол, при этом в пределах экспериментальной ошибки для них выполняются правила четных магнитных эффектов [6,7], связывающие величины Δn при разных ориентациях векторов \mathbf{k} и \mathbf{H} ,

$$\Delta n(\mathbf{k} \perp (110), \mathbf{H} \parallel [110]) = 1/2 \left\{ \Delta n(\mathbf{k} \perp (110), \mathbf{H} \parallel [111]) + \Delta n(\mathbf{k} \perp (110), \mathbf{H} \parallel [001]) \right\},$$

$$\Delta n(\mathbf{k} \perp (110), \mathbf{H} \parallel [111]) = \Delta n(\mathbf{k} \perp (100), \mathbf{H} \parallel [011]),$$

$$\Delta n(\mathbf{k} \perp (110), \mathbf{H} \parallel [001]) = \Delta n(\mathbf{k} \perp (100), \mathbf{H} \parallel [001]).$$

Полевые зависимости МЛД в этих гранатах, полученные при $T = 78 \text{ K}$, показаны на рис. 1 (для совмещения масштабов графиков по оси ординат на рис. 1, 2 (см. далее) для YbAG представлены зависимости $20\Delta n(T, H)$).

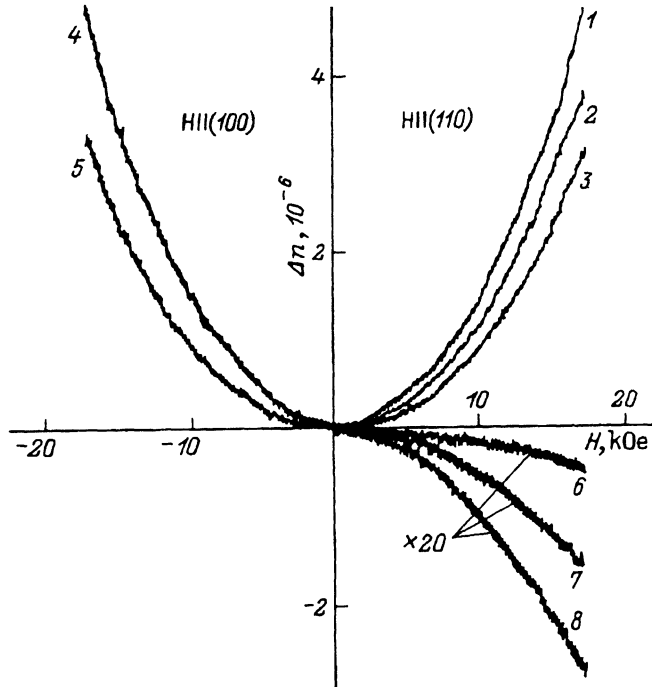


Рис. 1. Полевая зависимость магнитного линейного дупреломления в гранатах ErAG ($k \perp (110)$) (1-3), ErAG ($k \perp (100)$) (4, 5) и YbAG ($k \perp (110)$) (6-8) при 78 К 1, 6 — $H \parallel [\bar{1}11]$, 2, 7 — $H \parallel [\bar{1}10]$, 3, 5, 8 — $H \parallel [001]$, 4 — $H \parallel [011]$.

Что же касается температурной зависимости МЛД в ErAG и YbAG, то в этих гранатах Δn по-разному меняется с температурой: вне зависимости от кристаллографического направления величина Δn в ErAG изменяется в исследованном температурном интервале более чем в 8 раз, тогда как в YbAG — примерно в 3.8 раза (рис. 2). Заметим, что, по данным [8,9], в низкотемпературной области ($T < 50$ К) МЛД в ErAG и YbAG имеет следующие из (1) схожие зависимости от температуры: $\Delta n(T) \propto M(T) \propto \text{th}(g\beta H/2kT)$.

Анализ температурных зависимостей МЛД в исследованных гранатах показал, что во всем интервале температур 78–295 К Δn в YbAG в согласии с (1) в пределах точности эксперимента обратно пропорциональна температуре, тогда как для $T > 100$ К МЛД в ErAG изменяется с температурой приблизительно по закону $\Delta n(T) \propto T^{-2}$. Это видно из рис. 2, где экспериментальная температурная зависимость МЛД в YbAG сопоставлена с зависимостью вида $\Delta n(T) \propto T^{-1}$, а на вставке этого рисунка представлен график зависимости величины Δn в ErAG, нормированной к своему максимальному значению $\Delta n(T = 78 \text{ К})$, от квадрата обратной температуры.

Таким образом, проведенные исследования показали, что для характера температурной зависимости МЛД в РЗ-соединениях важное значение имеет соотношение между тепловой энергией kT и энергетическим интервалом W , разделяющим основное и возбужденные состо-

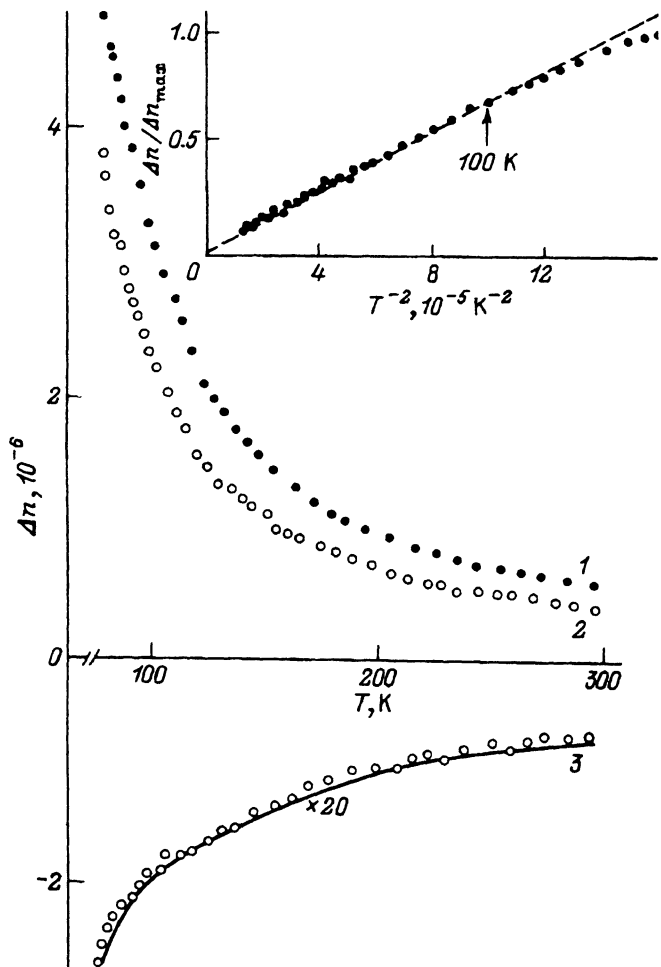


Рис. 2. Температурная зависимость магнитного линейного двуупреломления в гранатах ErAG ($k \perp (110)$) (1, 2) и YbAG ($k \perp (110)$) (3) в поле 17 kOe.

1 — $H \parallel [111]$, 2, 3 — $H \parallel [001]$. Сплошная линия — зависимость $\Delta n(T) \propto T^{-1}$. На вставке — зависимость $\Delta n(T)/\Delta n(T = 78 \text{ K})$ от квадрата обратной температуры для ErAG ($k \perp (110)$, $H \parallel [111]$).

яния РЗ-иона: вид зависимости $\Delta n(T)$ будет меняться в зависимости от температурной области и/или изменения штарковской структуры основного мультиплета РЗ-иона при переходе от одной кристаллической матрицы к другой. Классическая феноменологическая теория МЛД не учитывает этого факта, что приводит к известным трудностям при попытках интерпретации в рамках феноменологического подхода наблюдаемых в РЗ-магнетиках зависимостей $\Delta n(T)$ (см., например, [10,11]).

В заключение считаем своим приятным долгом поблагодарить А.И. Попова за полезное обсуждение результатов данной работы.

Список литературы

- [1] Звездин А.К., Попов А.И., Туркменов Х.И. ФТТ **28**, 6, 1760 (1986).
- [2] Callen E.R., Callen H.V. Phys. Rev. **139**, 2A, 455 (1965).
- [3] Callen E.R. J. Appl. Phys. **39**, 2, 519 (1968).
- [4] Slack G.A., Oliver D.W. Phys. Rev. **B4**, 2, 592 (1971).
- [5] Ferre J., Gehring G.A. Rep. Prog. Phys. **47**, 513 (1984).
- [6] Акулов Н.С. Ферромагнетизм. М.-Л. (1939). 188 с.
- [7] Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г. УФН **116**, 2, 231 (1975).
- [8] Ведерников Н.Ф. Автореф. канд. дис. М. (1988).
- [9] Guseynov G.Ya., Levitin R.Z., Mukimov K.M., Nekvasil V., Popov A.I., Vedernikov N.F., Zvezdin A.K. Czech. J. Phys. **B37**, 98 (1987).
- [10] Писарев Р.В., Синий И.Г., Колпакова Н.Н., Яковлев Ю.М. ЖЭТФ **60**, 6, 2188 (1971).
- [11] Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В. ЖЭТФ **75**, 6(12), 2166 (1978).