

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МЕРИДИОНАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА И ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В $Y_3Fe_5O_{12}$

Г. Г. Васильев, И. С. Эдельман, В. Е. Петров,
В. Н. Бержанский

В работе исследовано температурное поведение спектров меридионального эффекта Керра (МЭК) в $Y_3Fe_5O_{12}$ как в массивном, так и в тонкопленочном состояниях в интервале температур 250—560 К. Эпитаксиальные пленки толщиной 2.5 мкм на подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ и массивные

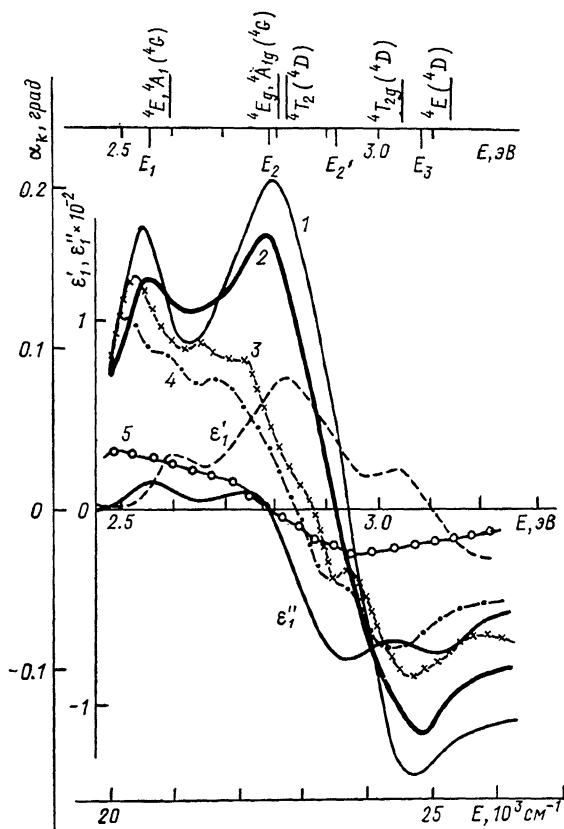


Рис. 1. Спектры МЭК в $Y_3Fe_5O_{12}$ для различных температур действительной и мнимой частей компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ'_1 и ϵ''_1 для $T=300$ К [1].
Т, К: 1 — 250, 2 — 300, 3 — 415, 4 — 450, 5 — 527. В верхней части рисунка указаны положения максимумов МЭК при $T=300$ К и $d-d$ -переходов в ионе Fe^{3+} при $T=77$ К [4].

монокристаллы имели ориентацию (111). Спектральная область 2.4—3.4 эВ. Магнитное поле в плоскости образца 2 кЭ. Угол падения световой волны, поляризованной в плоскости падения (p -поляризация), на поверхность образца равен 65° , погрешность измерения угла поворота плоскости поляризации $\pm 0.1^\circ$.

На рис. 1 показано типичное температурное поведение спектров МЭК в пленке $Y_3Fe_5O_{12}$ (для массивных монокристаллов результаты идентичны). Здесь же приведены спектры действительной ϵ'_1 и мнимой ϵ''_1 частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $Y_3Fe_5O_{12}$ по [1].

В спектре МЭК в рассматриваемом интервале энергий четко выделяются три особенности: $E_1=2.56$, $E_2=2.78$ и $E_3=3.11$ эВ. Прежде чем сравнивать их с особенностями в спектрах ϵ'_1 и ϵ''_1 , отметим, что угол поворота плоскости поляризации в МЭК для p -поляризованной волны описывается выражением [2]

$$\alpha = \frac{n \sin \varphi \cos \varphi [\chi \epsilon'_1 (4n \cos \varphi - 3 \sin^2 \varphi) + \epsilon''_1 (\sin^2 \varphi - n \cos \varphi)]}{(n^2 + k^2)^2 [(\sin^2 \varphi - n \cos \varphi)^2 + n^2 \chi^2 \cos^2 \varphi]},$$

где φ — угол падения света на образец; $\chi = k/n$; k , n — коэффициенты поглощения и преломления. В числителе опущены члены, содержащие χ^2 , что справедливо, так как в $Y_3Fe_5O_{12}$ в рассматриваемой области $\chi \sim 0.1$, а $n \sim 2.5$.

Видно, что вдали от значений φ , соответствующих условию $n \cos \varphi = \sin^2 \varphi$, спектральная зависимость в основном определяется вторым членом в числителе, т. е. ϵ''_1 . Исключение составляют те области, где ϵ''_1 проходит через нуль. В этом случае спектр α должен быть близок к спектру ϵ'_1 . Таким образом, особенности E_1 и E_3 в спектре МЭК соответствуют максимумам в спектре ϵ''_1 , а пик E_2 — максимуму в спектре ϵ'_1 и точке перегиба на кривой ϵ''_1 .

При повышении температуры изменение амплитуд полос E_1 и E_3 одинаково, а амплитуда полосы E_2 уменьшается существенно быстрее, так что в некотором интервале температур в этой области частот разрешается

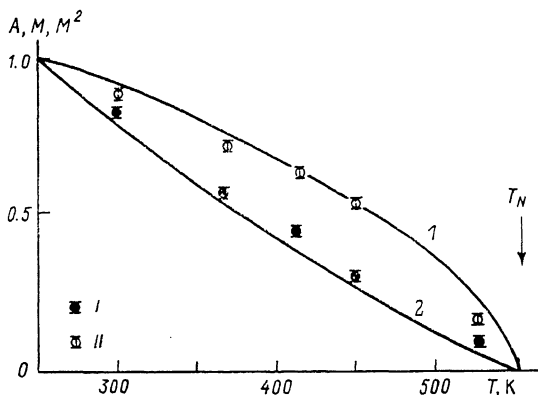


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности M (I), M^2 (2) в $Y_3Fe_5O_{12}$ [3] и относительных амплитуд A пиков E_2 (I) и E_3 (II). Горизонтальные черточки — погрешность измерений.

узкий пик E'_2 , который ранее в магнитооптических спектрах в $Y_3Fe_5O_{12}$ не проявлялся.

На рис. 2 приведены температурные зависимости относительных амплитуд $A = A_T/A_{250\text{ К}}$ для полос E_2 и E_3 , а также относительной намагниченности $M = MT/M_{250\text{ К}}$ (по [3]) и M^2 , откуда видно, что A_3 уменьшается с температурой приблизительно как намагниченность, а A_2 — как квадрат намагниченности. О температурной зависимости полосы E'_2 ничего определенного сказать нельзя, так как она наблюдается в узком интервале температур, можно отметить лишь ее небольшую ширину по сравнению с шириной остальных полос.

Различное температурное поведение максимумов E_1 и E_3 , с одной стороны, и E_2 — с другой свидетельствует о различии природы электронных переходов, ответственных за МЭК при этих энергиях.

На рис. 1 указаны энергии электронных переходов в $Y_3Fe_5O_{12}$ в соответствии с их идентификацией, предложенной в [4]. Максимумы E_1 и E_3 с учетом разницы температур измерения согласуются с энергиями переходов ${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4E$, ${}^4A_1({}^4G)$ и ${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4E({}^4D)$ в этой идентификации. Будучи связанными с однотипными переходами, они должны иметь одинаковую температурную зависимость, что и наблюдается в действительности. В [5] особенность в спектре магнитного кругового дихроизма (МКД) диамагнитного типа при $23\ 250\text{ см}^{-1}$ была соотносена с переносом заряда между тетраэдрическими и октаэдрическими ионами Fe^{3+} . Учитывая упомянутое выше изменение спектра МЭК вблизи значений $\epsilon''_1 \sim 0$ и соответственно МКД ~ 0 , максимуму E_2 можно связать именно с этим процессом. Так как тетраэдрически и октаэдрически координированные

ионы Fe^{3+} упорядочены антиферромагнитно, переход с переносом электрона из одной позиции в другую разрешен по спину в отличие от внутриионных переходов, поэтому разрушение магнитного порядка уменьшает интенсивность такого перехода, а следовательно, приводит к более сильной температурной зависимости МЭК. Действительно, в [6] на фоне общего сдвига края поглощения к меньшим энергиям и связанного с этим возрастанием поглощения во всем исследованном диапазоне только вблизи 22 300 см^{-1} при повышении температуры наблюдалось существенное уменьшение k .

Наиболее узкая полоса E'_2 в спектре МЭК, вероятно, связана с двух-экситонным переходом ${}^6A_{1g} + {}^6A_1 \rightarrow {}^4T_{1g} + {}^4T_1$. В [5] приведена тонкая структура спектра поглощения перехода ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{2g}$ при 4 К, в котором чисто экситонная линия наблюдалась при энергии 9800 см^{-1} . Особенность E'_2 наблюдалась при 23 750 см^{-1} , значит, экситонная линия перехода ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$ должна быть найдена при $\sim 14\,000$ см^{-1} , что соответствует положению этой линии в идентификации, предложенной в [4].

Список литературы

- [1] Wittekoek S., Popma T. J. A., Robertson I. M., Bongers P. F. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 7. P. 2777—2788.
- [2] Tanaka S. // Japan J. Appl. Phys. 1983. V. 2. N 7. P. 548—555.
- [3] Prince E. J. // Appl. Phys. 1965. V. 36. N 6. P. 1845—1847.
- [4] Кричевцов Б. Б., Очилов О., Писарев Р. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2404—2412.
- [5] Scott G. B., Lacklison D. E., Ralph H. I., Page J. L. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 7. P. 2562—2571.
- [6] Очилов О. // Деп. в УзНИИТИ. Ташкент, 1987. № 684. 12 с.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
3 мая 1989 г.

УДК 538.245

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОВЕДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ В ХРОМИТЕ CuCr_2O_4 В РАЙОНЕ 350 К

К. П. Белов, А. Н. Горяга, Р. Р. Аннаев

В работе [1] нами впервые сообщалось, что в феррите-хромите $\text{Fe}_{1.6}\text{Cr}_{1.4}\text{O}_4$ в районе 350 К наблюдается фазовый переход, при котором характер аномалий диэлектрической проницаемости ϵ , удельного электро-сопротивления ρ и линейного расширения $\Delta l/l$ такой же, как у собственных сегнетоэлектриков — полупроводников при переходе из пара- в сегнетоэлектрическую фазу. Было высказано предположение, что данный фазовый переход вызван смещением ионов Cr^{3+} из центров октаэдров в результате кооперативного образования ковалентных пар $\text{Cr}_B^{3+}-\text{Cr}_B^{3+}$ за счет непосредственного перекрытия их t_{2g} -орбиталей. Это предположение основано на результатах работ [2, 3], в которых проводились исследования оптических спектров хромитов-шпинелей системы $\text{MgCr}_{2-x}\text{Al}_x\text{O}_4$. Авторами этих работ было установлено, что в образцах с большим содержанием ионов Cr^{3+} октаэдрические комплексы имеют симметрию C_{3v} , а не D_{3d} , как в случае неискаженной шпинельной структуры. При симметрии C_{3v} ионы Cr^{3+} смещены из центров октаэдров и