

Эффект Фарадея в $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ при низких температурах

© Б.Ю. Соколов

Ташкентский государственный университет,
700095 Ташкент, Узбекистан

(Поступила в Редакцию 19 марта 1997 г.)

Известно, что в видимом диапазоне длин волн вклад в магнитооптические эффекты, обусловленный редкоземельными (РЗ) ионами, определяется в основном межконфигурационными $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d$ -переходами, которые в трехвалентных РЗ-ионах в кристаллах имеют энергии $\sim 5 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$. На длинноволновом крыле этих переходов в первом приближении можно пренебречь расщеплением уровней $4f^{n-1}5d$ -конфигурации РЗ-иона (приближение Джада-Оффельта). В этом случае вклад РЗ-ионов в эффект Фарадея (ЭФ) в приближении LS -связи представляется в виде [1,2]

$$\Phi = \omega(\omega_L^2 - \omega^2)^{-1} \left[\left(\frac{2-g}{g} \right) M_0 - M_{VV} \right] \times \sum_L C(L, L_1), \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность, возникающая за счет различной заселенности состояний основного мультиплетта РЗ-иона, M_{VV} — ван-Флековская составляющая намагниченности, g — фактор Ланде основного мультиплетта, L, L_1 — соответственно квантовые числа орбитального момента актуального термина $4f^{n-1}5d$ -конфигурации и основного термина ее $4f^{n-1}$ -остова, ω_L — частота соответствующих переходов, $C(L, L_1)$ — константа, пропорциональная силе осциллятора данного перехода, ω — частота наблюдения ($\omega \ll \omega_L$).

Для большинства РЗ-ионов вклад РЗ-подсистемы в фарадеевское вращение кристалла непротиворечиво описывается формулой (1) (см., например, [3]). Исключение составляет ион Sm^{3+} . С одной стороны, как это показано в [4], в спектральной области $0.5 - 0.7 \mu\text{m}$ ЭФ в $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (SmGG) в пределах экспериментальных ошибок не зависит от температуры в интервале $85 - 600 \text{ K}$, а константа Верде $V = \Phi/H$ этого граната практически совпадает по величине с константой Верде диамагнитного граната YGG. Аномально малая магнитооптическая активность Sm^{3+} связывалась в [4] с тем, что, согласно расчетам, вклады в ЭФ от переходов из состояний основного мультиплетта ${}^6H_{5/2}$ ($g = 2/7$) иона Sm^{3+} на термы ${}^6G, {}^6H, {}^6I$ его $4f^4 5d$ -конфигурации, возникающие из основного термина $4f^4$ -остова ($L_1 = 6$) и состояний $5d$ -электрона, полностью компенсируют друг друга (т.е. для этих переходов $\sum_L C(L, L_1) = 0$).

С другой стороны, по данным [5,6], в ближней инфракрасной (ИК) области спектра ЭФ в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ значительно отличается по величине от ЭФ в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, что, несомненно, указывает на существенный вклад Sm^{3+} в

фарадеевское вращение в феррите-гранате. Наблюдаемое поведение ЭФ в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ удалось описать в [7] с использованием выражения (1) при учете электродипольных переходов на термы $4f^4 5d$ -конфигурации Sm^{3+} , происходящих из возбужденных термов $4f^4$ -остова (с $L = 4, 3, 2$). Из расчетов, выполненных в [7], в частности, следует, что вклад Sm^{3+} в константу Верде SmGG станет заметным лишь при достаточно низкой температуре ($T < 15 \text{ K}$).

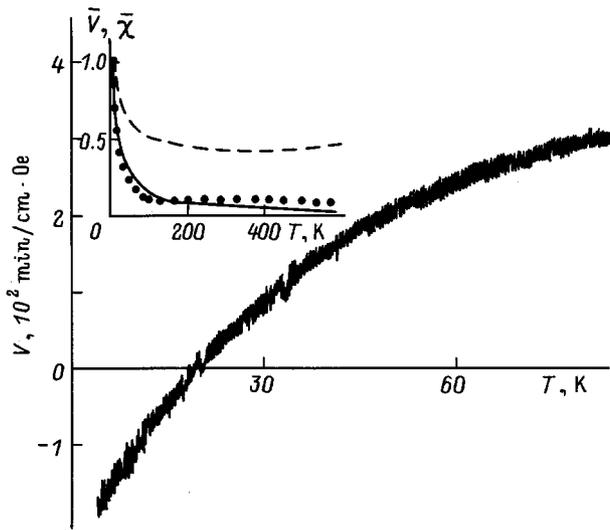
Однако нельзя исключить, что вращение РЗ-подрешетки в $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в ИК-области связано с оптическими переходами иной природы, например с магнитодипольными (гиромагнитный ЭФ) или с $f \rightarrow f$ -переходами, расположенными вблизи $1 \mu\text{m}$ [5]. С целью выяснения природы фарадеевского вращения, обусловленного ионом Sm^{3+} , и проверки концепции работы [7] были проведены экспериментальные исследования ЭФ в SmGG в области температур $4.2 - 80 \text{ K}$, результаты которых представлены далее.

Для исследований использовался монокристаллический образец граната SmGG размером $\sim 3 \times 4 \times 0.2 \text{ mm}$, плоскость которого ориентировалась параллельно кристаллографической плоскости (111). Измерения ЭФ были выполнены на длине волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ в постоянном магнитном поле напряженностью до 17 kOe методом непрерывно вращающегося анализатора [8].

Как показали измерения, в отличие от высокотемпературной области ЭФ исследованного граната в интервале температур $4.2 - 80 \text{ K}$ зависит от температуры и при $T \approx 20 \text{ K}$ меняет знак (см. рисунок). Если предположить, что константа Верде SmGG определяется аддитивной суммой вкладов РЗ-ионов и диамагнитных ионов матрицы, имеющих противоположные знаки, то это означает, что при $T \approx 20 \text{ K}$ РЗ-вклад в фарадеевское вращение равен ЭФ, обусловленному кристаллической матрицей граната, который приближенно можно считать не зависящим от температуры и совпадающим по величине с ЭФ в YGG. В рамках такой модели из (1) вытекает, что изменение с температурой вклада Sm^{3+} в ЭФ, определяемого как $V(\text{Sm}) = V(\text{SmGG}) - V(\text{YGG})$, должно описываться функцией

$$\left(\frac{2-g}{g} \right) \chi_0 - \chi_{VV} \approx 6\chi_0 - \chi_{VV}, \quad (2)$$

где $\chi = M/H$ — магнитная восприимчивость. Поскольку в SmGG при $T > 50 \text{ K}$ $\chi_{VV} > \chi_0$ [4], формула (2) предполагает существенное различие в ходе температурных зависимостей $V(\text{Sm})$ и магнитной восприимчивости $\chi = \chi_0 + \chi_{VV}$.



Температурная зависимость константы Верде граната $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ при $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$. На вставке — температурные зависимости нормированного вклада иона Sm^{3+} в константу Верде $\bar{V} = V(T)/V(T = 4.2\text{K})$ (сплошная линия) — расчет по формуле (2), точки — эксперимент) и нормированной величины магнитной восприимчивости $\bar{\chi} = \chi(T)/\chi(T = 4.2\text{K})$ (штриховая линия).

Температурная зависимость определенного таким образом вклада $V(\text{Sm})$ в константу Верде SmGG , нормированного к своему значению при $T = 4.2\text{K}$, представлена на вставке к рисунку. При этом для $T > 80\text{K}$ данные по ЭФ были взяты из [4], а величина $V(\text{YGG}) = 0.04 \text{ min/cm} \cdot \text{Oe}$ — из [9]. Там же показаны зависимости $\bar{V}(T) = V(T)/V(T = 4.2\text{K})$ и $\bar{\chi} = \chi(T)/\chi(T = 4.2\text{K})$. Видно, что во всем температурном интервале 4.2–600 К экспериментальная и теоретическая зависимости $\bar{V}(T)$ вполне удовлетворительно согласуются между собой, т.е. можно заключить, что в видимой и ближней ИК-областях спектра ЭФ, обусловленный Sm^{3+} , определяется электродипольными $4f^5 \rightarrow 4f^45d$ -переходами, хотя вклад наиболее низкоэнергетичных из них, по-видимому, не существен. Это подтверждается анализом частотной зависимости ЭФ в SmGG из [4]: найденная по формуле (1) из дисперсии вклада $V(\text{Sm})$ длина волны переходов, ответственных за наблюдаемое вращение, $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L$ оказалось $\sim 0.12 \mu\text{m}$, тогда как из оптических исследований известно, что собственные длины волн первых $4f^5 \rightarrow 4f^45d$ -переходов в Sm^{3+} в гранате $\sim 0.2 \mu\text{m}$ [10]. Возвращаясь к рисунку подчеркнем, что в отличие от большинства других РЗ-ионов, для которых при $T \leq 300\text{K}$ $M_{VV} \ll M_0$ (вдали от парамагнитного насыщения M_0) и температурная зависимость обусловленного ими фарадеевского вращения с хорошей точностью следует зависимости $M(T)$, вклад Sm^{3+} в ЭФ оказывается не пропорциональным его вкладу в намагниченность кристалла.

Список литературы

- [1] У.В. Валиев, А.А. Попов, Б.Ю. Соколов. Опт. и спектр. **61**, 5, 1141 (1986).
- [2] А.С. Москвин, В.М. Плещеев. Опт. и спектр. **64**, 4, 721 (1988).
- [3] К.М. Mukimov, В.Ю. Sokolov, У.В. Valiev. Phys. Stat. Sol. (a) **119**, 307 (1990).
- [4] У.В. Валиев, А.А. Клочков, В. Неквасил, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. ФТТ **29**, 6, 1640 (1987).
- [5] Г.С. Кринчик, В.С. Гушин, Н.И. Цидаева. ЖЭТФ **86**, 2, 700 (1984).
- [6] M. Guillot, H. le Gall, J.M. Desvignes, M. Artinian. IEEE Trans. Magn. **22**, 1239 (1986).
- [7] О.А. Дорофеев, А.К. Звездин, А.И. Попов. ФТТ **38**, 10, 3012 (1996).
- [8] С.Ш. Гольдштейн, К.М. Мукумов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. ПТЭ, 6, 113 (1992).
- [9] У.В. Валиев, А.А. Клочков, А.И. Попов, Б.Ю. Соколов. Опт. и спектр. **66**, 3, 613 (1989).
- [10] М.Л. Мейльман, А.Т. Коломийцев, З.М. Баскакова, Х.С. Багдасаров, А.Н. Кеворков. ЖПС **43**, 5, 782 (1985).