

НАМАГНИЧИВАНИЕ СВЕТОМ ПАРАМАГНЕТИКА $Gd(PO_3)_3$ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ 1,6 Мэ

В.В. Дружинин, Г.С. Кричич, А.И. Павловский
О.М. Таценко

Измерен эффект Фарадея (ЭФ) в $Gd(PO_3)_3$ при $\lambda = 6950, 6328$ и 4950 \AA . Показано, что в основном он обусловлен намагничиванием ионов Gd^{3+} магнитным полем световой волны. Тем самым впервые измерена магнитная восприимчивость прозрачного магнетика в оптическом диапазоне.

В работе [1] впервые было введено представление о магнитной восприимчивости магнитного кристалла на оптических частотах для объяснения ЭФ в ферритах-гранатах в ближней инфракрасной области. Однако при длинах волн меньших $3 - 4 \text{ мкм}$ гиромангнитный ЭФ начинал перекрываться более интенсивным гирозлектрическим вкладом, обусловленным электронными переходами в ионах Fe^{3+} железной подрешетки. Ниже описан эксперимент по наблюдению магнитной восприимчивости парамагнетика $Gd(PO_3)_3$ в оптическом диапазоне, которую удалось выявить благодаря малости гирозлектрического ЭФ, так как интенсивные электродипольные переходы в Gd^{3+} сдвинуты в далекую ультрафиолетовую область, а также из анализа дисперсионной и полевой зависимости в полях достигающих 1,6 Мэ.

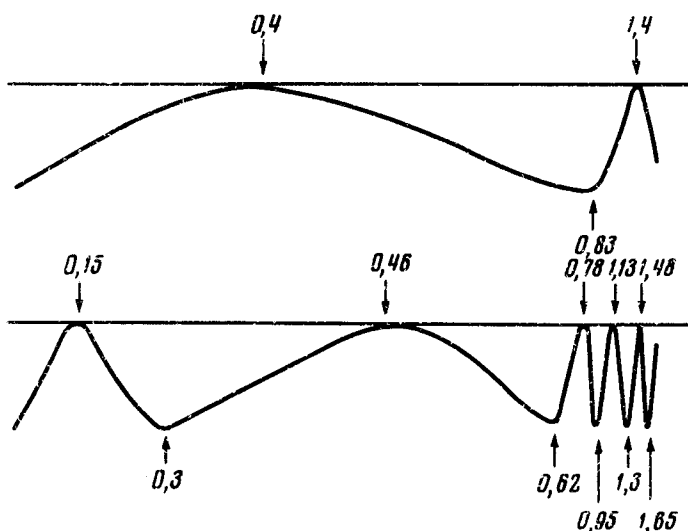


Рис. 1. Осциллограммы ЭФ образца ТФ-5 + $Gd(PO_3)_3$ для $\lambda = 6950 \text{ \AA}$ ($l_{ТФ} = 3 \text{ мм}$, $V_{ТФ} = 0,033 \text{ мин/см} \cdot \text{б}$, $l_{Gd} = 3,9 \text{ мм}$) вверху и для $\lambda = 4950 \text{ \AA}$ ($l_{ТФ} = 3 \text{ мм}$, $V_{ТФ} = 0,100 \text{ мин/см} \cdot \text{б}$, $l_{Gd} = 39 \text{ мм}$) внизу. Метками указаны интервалы θ через 90 град , цифры означают соответствующее поле в Мэ

Магнитное поле получалось в магнитокумулятивной установке взрывного типа [2]. Методика измерений ЭФ в полях $\sim 2 \text{ Мэ}$ описана в работах авторов [3, 4]. Поляризованный свет проходил через два образца: стекло ТФ-5 с известной константой Верде [5] и точно такой же образец ТФ-5, на который был наложен $\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$. Знак и величина ЭФ в парамагнитном стекле находится вычитанием угла поворота плоскости поляризации θ первого образца из второго. Было проведено несколько дублирующих друг друга взрывных опытов для длин волн $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (лазер) и 6950 и 4950 \AA (лампа-вспышка и фильтр с $\Delta\lambda = \pm 25 \text{ \AA}$), при $T = 258 \text{ К}$. Осциллограммы ЭФ ТФ-5 + $\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$ для $\lambda = 6950$ и 4950 \AA приведены на рис. 1. На рис. 2 приведены экспериментальные значения ЭФ на $\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$ для указанных длин волн в зависимости от величины магнитного поля. Точность определения θ составляет $\pm 5 \text{ град}$ в сильных полях и $\pm 1 \text{ град}$ в полях $\sim 10^5 \text{ э}$.

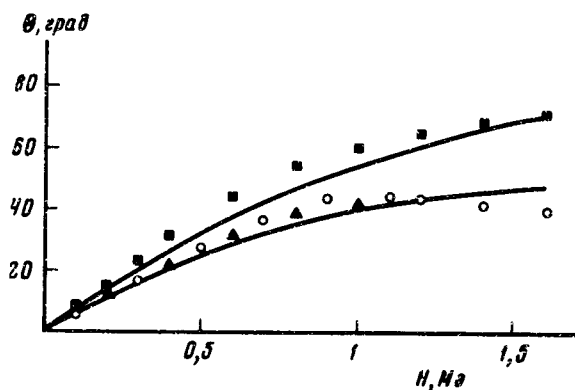


Рис. 2. Зависимость θ от H при $\lambda = 4950$ (квадраты), $\lambda = 6328$ (треугольники) и $\lambda = 6950 \text{ \AA}$ (точки) для $l = 0,390 \text{ см}$. Сплошные линии — расчет; вверху для 4950 , внизу для 6950 \AA ($\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$)

Как видно из рис. 2 θ имеет положительный знак, дисперсионную зависимость, при $H \sim 10^5 \text{ э}$ совпадающую с измеренной ранее в $\text{Gd}(\text{PO}_3)_3$ [6], и характерную полевою зависимость, указывающую на насыщение с ростом поля. Зависимость θ от H , на наш взгляд, однозначно указывает на определяющий вклад, обусловленный магнитной проницаемостью

$$\theta_{\mu} = - \frac{2\pi\sqrt{\epsilon} g \mu_B \omega^2 \hbar l}{c(g^2 \mu_B^2 H^2 - \omega^2 \hbar^2)} \quad (\text{рад}), \quad (1)$$

где $l = Ng \mu_B J V_j$ ($g \mu_B J H / k T$) — магнитный момент единицы объема, l — длина образца, причем при $g \mu_B H \ll \omega \hbar$, что справедливо в нашем случае, θ_{μ} положительно и не зависит от частоты [1, 7]. Два других возможных вклада, связанных с диэлектрической проницаемостью: диамагнитный и парамагнитный

$$\theta_g + \theta_n = \frac{\lambda^2 K_1}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2} l H - \frac{K_2}{(\lambda^2 - \lambda_2^2)} l H \quad (2)$$

не могут объяснить найденную полевою зависимость в силу линейности первого слагаемого и отрицательного знака второго. С другой стороны, дисперсионная зависимость $\theta(\lambda)$, измеренная в [6], не объясня-

ется только θ_q или θ_n при любых λ_1 и λ_2 . Для объяснения указанных выше фактов необходимо учитывать все три вклада (1) и (2). Несмотря на равенство нулю орбитального момента у Gd^{3+} , θ_n появляется из-за примешивания к основному возбужденных состояний за счет электрического поля световой волны, и "включению" спинорбитального взаимодействия. При этом парамагнитное вращение должно быть значительно более слабым, чем в стеклах $Re(PO_3)_3$, где $Re = Ce, Pr, Tb$ и т.д. [6], и по порядку величины совпадает с диамагнитным вкладом θ_n , обусловленным ионами матрицы. Взяв $K_1 = 0,526 \cdot 10^{-10}$ мин·см/э, $K_2 = 1,19K_1$, что соответствует оценкам, $\lambda_1 = 2500 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 2800 \text{ \AA}$, можно рассчитать и полевую и дисперсионную зависимость $\theta = \theta_\mu + \theta_q + \theta_n$. θ_μ находим по формуле

$$\theta_\mu = \frac{360 \sqrt{\epsilon} g^2 \mu_B^2 N J B_J(x) l}{c \hbar} \quad (\text{град}) \quad (3)$$

при $\sqrt{\epsilon} = 2,5$, $N = 5,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, [6], $g = 2$. Предполагаем также, что θ_n линейно зависит от H . Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов приведено на рис. 2 и рис. 3, откуда видно, что совпадение можно считать хорошим.

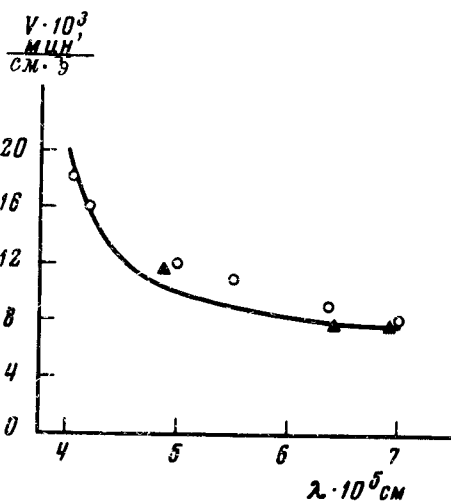


Рис. 3. Зависимость θ от λ . Точки экспериментальные результаты работы [6], треугольники — наши данные. Сплошная линия — расчет

Из сказанного выше следует, что основной вклад в ЭФ (порядка 90% при полях до $0,5 \text{ Мэ}$) вносят недиагональные компоненты κ_{xy} магнитной восприимчивости. Например, величина константы Верде для $\lambda = 6950 \text{ \AA}$ равная $0,008 \text{ мин/см} \cdot \epsilon$ почти точно совпадает с вычисленной по (3) и равной $0,009 \text{ мин/см} \cdot \epsilon$. Кроме этого, знак, полевая и дисперсионная зависимости убедительно доказывают на связь ЭФ с высокочастотной восприимчивостью гадолиниевого стекла в магнитном поле световой волны видимого диапазона. Этот результат имеет принципиальное значение, поскольку в ряде теоретических работ утверждается, что понятие величины κ на оптических частотах вообще не имеет смысла (см., например, [8]).

Авторы благодарят А.К.Пржеvusкого за предоставление образцов $Gd(PO_3)_3$.

Поступила в редакцию
15 июля 1975 г.

Литература

- [1] Г.С.Кринчик, М.В.Четкин. ЖЭТФ, 36, 1924, 1959.
 - [2] А.Д.Сахаров, Р.З.Людаев, Е.Н.Смирнов, Ю.И.Плюшев, А.И.Павловский, В.Н.Чернышев, Е.А.Феоктистов, Е.И.Жаринов, Ю.А.Зысин. ДАН СССР, 165, 65, 1965.
 - [3] В.В.Дружинин, О.М.Таценко. Оптика и спектроскопия, 36, 733, 1974.
 - [4] А.И.Павловский, В.В.Дружинин, О.М.Таценко, Р.В.Писарев. Письма в ЖЭТФ, 20, 561, 1974.
 - [5] Л.Н.Лянгузова, С.А.Степанов. Оптико-механическая промышленность, № 9, 11, 1968.
 - [6] S. B. Berger, C. W. Rubinstein, C. R. Kurjian, A. W. Treptow. Phys. Rev., 133, A723, 1964.
 - [7] Г. С. Кринчик, М. В. Четкин. УФН, 98, 3, 1969.
 - [8] P. S. Pershan. J. Appl. Phys., 38, 1482, 1967.
-