

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗНАКА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ИОНАМИ Eu^{3+} , В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДО 11 МГс

*А.И.Павловский, В.В.Дружинин, О.М.Таценко,
Н.П.Колокольчиков, А.И.Быков, М.И.Долотенко*

Исследован эффект Фарадея (ЭФ) в оргстекле, содержащем ионы Eu^{3+} . ЭФ на ионах Eu^{3+} дважды меняет знак в поле 5 и 11 МГс, что связывается с конкуренцией парамагнитного и собственного диамагнитного моментов.

В работе [1] был описан взрывомагнитный генератор типа МК-1, позволяющий создавать импульсные магнитные поля до ≈ 10 МГс. Методика измерения ЭФ на этой установке приведена в предыдущей работе авторов [2]. В данном сообщении описано исследование ЭФ на оргстекле содержащем ионы Eu^{3+} с концентрацией $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Поле измерялось по осциллограмме ЭФ на стекле ТФ-5 ($l = 2,07$ мм, константа Верде $V = 0,0457$ мин/см \cdot Гс) на длине волны 632,8 нм. На этой же частоте измерялся ЭФ исследуемого образца длиной 0,67 см. Температура при этом была комнатная. Осциллограммы для обоих образцов приведены на рис.1. Константа Верде оргстекла без примесей $V_{\text{ос}} = 0,0097$ мин/см \cdot Гс, и можно считать, что ЭФ линеен в нем. Нелинейность ЭФ прозрачных стекол определяется равенством $V = a - b/V^2$, причем $b \cdot V^2/a \approx 10^{-17} V^2$, что в полях 10^7 Гс дает вклад менее 1% [3]. Таким образом, вычитая угол поворота матрицы $\theta_{\text{ос}}$ из общего угла поворота образца, находим $\theta(\text{Eu}^{3+})$ - вклад подрешетки Eu^{3+} . Зависимость $\theta(\text{Eu}^{3+})$ от V приведена на рис.2, из которого видно, что вначале угол отрицателен и

растет до $\approx 2,5$ МГц, после чего уменьшается, меняет знак, проходит через максимум в поле ≈ 9 МГц и вновь меняет знак при ≈ 11 МГц.

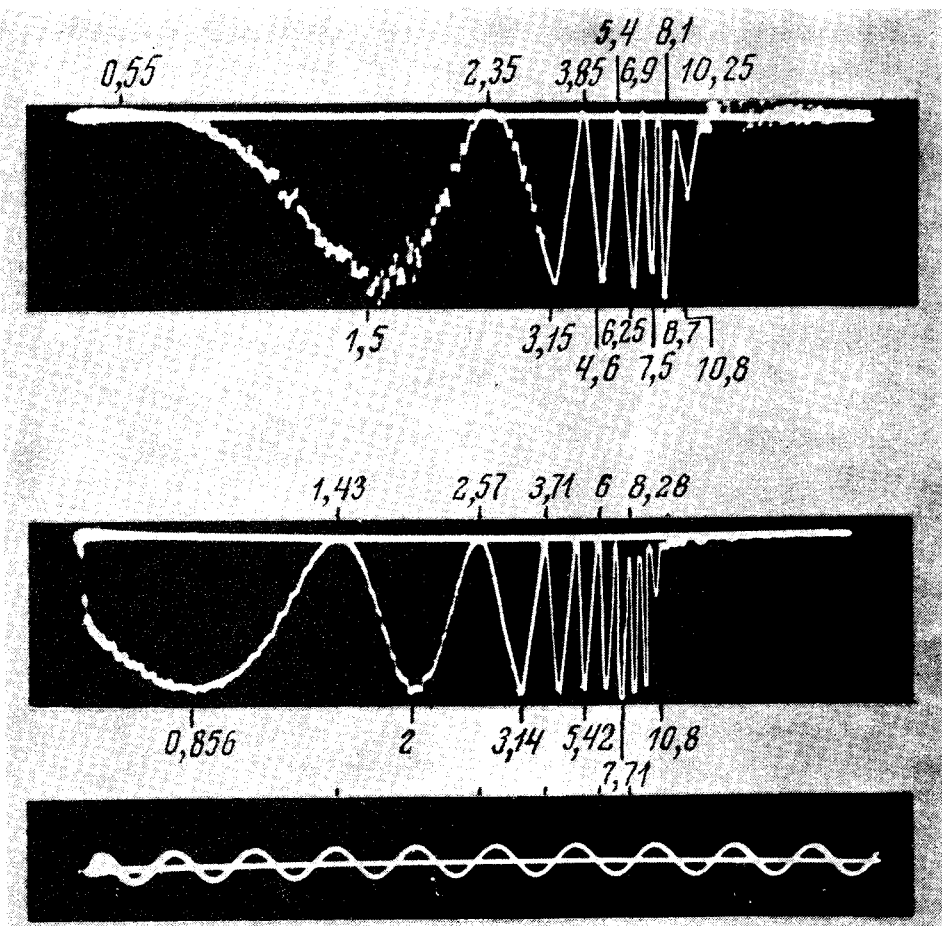


Рис.1. Осциллограммы фарадеевского вращения: сверху — оргстекло с примесью Eu^{3+} , средняя — флинт, внизу — калибровочная синусоида с периодом 1 мксек. Числа означают поле в МГц. Первая метка на образце соответствует углу 45° , а на ТФ-5 — 135° . Начало отсчета осциллограмм с 10 мксек. Расстояние между ближайшими минимумами 180°

Причину такой полевой зависимости следует искать в том, что ион Eu^{3+} ($4f^6$) в основном состоянии имеет антипараллельное расположение равных магнитных орбитального и спинового моментов (состояние 7F_0) и является ванфлековским парамагнетиком за счет первого возбужденного состояния 7F_1 с энергией 310 см^{-1} [8]. Общий сдвиг уровней в поле ≈ 10 МГц составляет $\approx 10^3 \text{ см}^{-1}$, т.е. казалось бы, зеemannовские подуровни мультиплетта 7F_1 в поле $\approx 4 - 5$ МГц пересекут основной уровень и ион приобретет обычный парамагнетизм. Однако этого не происходит из-за взаимодействия уровней с разными J , но оди-

$$\begin{aligned} <SLJM|H_{S_0} + \mu B(\hat{L}_2 + 2\hat{S}_2)|SLJ'M> = E(J) \delta_{J;J'} + \mu B \times \\ & \times (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} (-1)^{L+1} \left[(-1)^J + S \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L & 1 \end{Bmatrix} \right] \times \\ & \times \sqrt{L(L+1)(2L+1)} + 2 (-1)^{S+J'} \begin{Bmatrix} S & J & L \\ J' & S & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{S(S+1)(2S+1)} \end{aligned} \quad (1)$$

показывает, что уровень $J = M = 0 - (00)$ сильно отталкивается от уровня (10), так что пересечение (00) с (1 - 1) возможно лишь в полях $B \approx 13$ МГц.

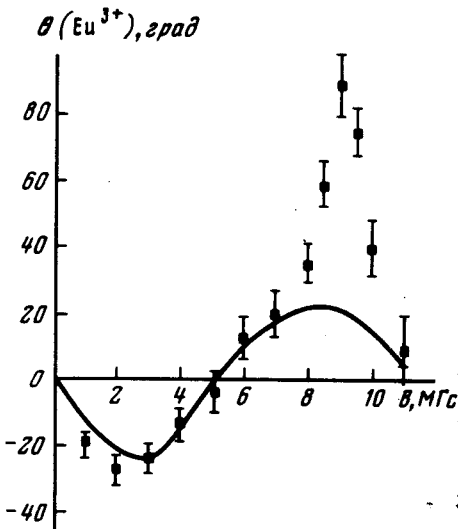


Рис.2. Зависимость $\theta(\text{Eu}^{3+})$ от индукции магнитного поля: точки — эксперимент, сплошная линия расчет по (2)

Известно, что собственный диамагнетизм присущ всем системам, растет линейно с полем и в очень большом поле может стать больше некомпенсированного орбитального и спинового магнитного момента, который выходит на насыщение. В ионе Eu^{3+} такая конкуренция облегчена малостью парамагнитного вклада и именно в этом мы видим причину осцилляций знака $\theta(\text{Eu}^{3+})$ с ростом поля. Представим $\theta(\text{Eu}^{3+})$ в виде двух слагаемых: отрицательного парамагнитного θ_{Π} и положительного диамагнитного θ_g , связанных с поляризацией 7F_1 и 7F_0 соответственно. В слабых полях $|\theta_{\Pi}| < \theta_D$ и $\theta(\text{Eu}^{3+})$ отрицательно. Это подтверждается экспериментальными данными [4]. Полевая зависимость θ_{Π} определяется пропорциональностью $\theta_{\Pi} \sim \bar{M}$, где \bar{M} — средний момент возбужденного состояния, а $\theta_D \sim \omega_0 B$, где ω_0 — вероятность нахождения иона Eu^{3+} в основном состоянии. В слабых полях и $T = 300$ К $\omega_0 = 0,622$. С ростом поля \bar{M} растет от $-0,085$ в поле 1 МГц до $-0,45$

в поле 11 МГц, т.е. не достигает насыщения, так как магнитный уровень $(1 - 1)$ остается возбужденным. При этом $d\bar{M}/dB \approx -0,085$ при $B \lesssim 3,5$, $d\bar{M}/dB \approx 0$ при $3,5 < B \lesssim 6$ и $d\bar{M}/dB \approx -0,032$ при $B > 6$ в единицах МГц⁻¹ и МГц соответственно, т.е. имеют место два линейных участка, разделенных плато. С ростом поля ω_0 также растет, что обусловлено, несмотря на приближение уровня $E(1 - 1)$ к $E(00)$, уменьшением эффективной кратности вырождения возбужденного состояния. Наибольшее значение $\omega_0 = 0,72$ достигается в поле $B \approx 5$ МГц, после чего ω_0 спадает линейно, стремясь к 0,5.

Таким образом, смена знака $\theta(Eu^{3+})$ в поле ≈ 5 МГц вызвана наибольшим значением ω_0 и выходом на временное насыщение \bar{M} . В полях $B \approx 9$ МГц начинает сказываться уменьшение ω_0 и $\theta(Eu^{3+})$ вновь стремится к отрицательному значению. Количественно этот процесс описывается формулой

$$\theta(Eu^{3+}) = a\bar{M}l + \omega_0 V_D l B. \quad (2)$$

Соотношение между двумя неизвестными параметрами a и V_D можно получить из данных по константе Верде $Eu(PO_3)_3$, после вычета вклада $(PO_3)_3^{3-}$, который известен [4, 5]. Это дает для слабых полей $\theta(Eu^{3+})/lB = -1,9 \cdot 10^{-3}$ мин/см · Э. Приняв отношение $a\bar{M}/B\omega_0 V_D = -1,78$, что соответствует $V_{II}/V_D = -5$ обычных сред и является типичной величиной, можно рассчитать $\theta(Eu^{3+})$ по равенству (2). Результаты расчета и экспериментальные данные приведены на рис.2, откуда видно их близкое соответствие, кроме области 8 - 10 МГц, где наблюдается заметное количественное расхождение. Оно может быть связано с перемешиванием волновых функций J_0 и $J - 1$ рассматриваемых состояний, а также вкладом высокочастотной магнитной проницаемости [6]. Отметим, что заметного изменения температуры за счет магнитокалорического эффекта не должно быть ($\Delta T \lesssim 10$ К), так как на нижнем интервале энергий в пределах $kT = 207$ см⁻¹ нет расщеплений или пересечений уровней [7].

Таким образом, в данной работе обнаружено преобладание собственного диамагнетизма над нескомпенсированным парамагнетизмом в сверхсильном магнитном поле.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
11 апреля 1980 г.

Литература

- [1] А.И.Павловский, Н.П.Колокольчиков, М.И.Долотенко, А.И.Быков. ПТЭ, №5, 195, 1979.
- [2] А.И.Павловский, Н.П.Колокольчиков, В.В.Дружинин, О.М.Таценко, А.И.Быков, М.И.Долотенко. Письма в ЖЭТФ, 30, 211, 1979.
- [3] В.В.Дружинин, О.М.Таценко. Оптика и спектроскопия, 36, 733, 1974.

- [4] S.V.Berger, C.V.Rubinstein, C.R.Kurjian, A.W.Treptow. Phys. Rev., 133, A 723, 1964.
- [5] О.М.Гаценко, А.И.Павловский, В.В.Дружинин. Оптика и спектроскопия, 42, 147, 1977.
- [6] Г.С.Кринчик, М.В.Четкин. ЖЭТФ, 36, 1924, 1959; УФН, 98, 3, 1969.
- [7] В.В.Дружинин, В.М.Мельников, В.В.Шкарубский. ФТТ, 21, 1750, 1979.
- [8] J.D.Kingsley, J.S.Preher. Phys. Rev., 126, 458, 1962.
-