

УДК 53.05:53.06:53.097:53.098

НЕВЗАИМНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ YLiF_4 И LuLiF_4 С ПРИМЕСЯМИ ЭРБИЯ В ПОСТОЯННЫХ И ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© 2024 г. А. М. Шегеда^{1,*}, С. Л. Кораблева², О. А. Морозов¹

¹Казанский физико-технический институт имени Е. К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» Казань, Россия Казань, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет», Казань, Россия

*E-mail: shegedaam@gmail.com

Поступила в редакцию 15.07.2024

После доработки 19.08.2024

Принята к публикации 30.08.2024

При изучении влияния наносекундных импульсных магнитных полей на поведение фотонного эха в образцах $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ обнаружено, что действие импульсного поля сильно зависит от величины и направления изменения постоянного магнитного поля. Наблюдается неожиданное усиление интенсивности фотонного эха при включении двух одинаковых магнитных импульсов, одного — после первого лазерного импульса, второго — после второго лазерного импульса.

Ключевые слова: фотонное эхо, память, гистерезис, импульсное магнитное поле

DOI: 10.31857/S0367676524120202, **EDN:** EVAJLZ

ВВЕДЕНИЕ

Диэлектрические кристаллы с примесями редкоземельных ионов рассматриваются в последнее время в качестве перспективных материалов для создания оптических элементов памяти, повторителей, преобразователей информации между оптическим и микроволновым диапазонами частот. Ионы эрбия являются одной из наиболее часто изучаемых редкоземельных примесей. В кристаллах с примесями эрбия изучали спектры поглощения, люминесценции, измеряли время жизни когерентности резонансных оптических и магнитных переходов (см., например [1–6]). В экспериментах по фотонному эхо (ФЭ) обычно изучается кривая спад интенсивности сигналов ФЭ в зависимости от времени и не рассматривается влияние на ФЭ постоянных и импульсных магнитных полей. В работе [7] в образцах YLiF_4 и LuLiF_4 с широким набором значений концентрации ионов эрбия впервые в диэлектрических кристаллах было обнаружено проявление памяти в виде гистерезиса-бабочки в зависимости от величины и изменения направления постоянного магнитного поля.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В настоящей работе была изучена зависимость интенсивности ФЭ в диэлектрических монокристаллах

LuLiF_4 и YLiF_4 с ионами эрбия разной концентрации от напряженности и знака изменения (увеличение—уменьшение) внешнего постоянного магнитного поля H при подаче на образец импульсного магнитного поля h . Магнитные импульсы (МИ) длительностью 20—40 нс включались либо после первого, либо после второго лазерного импульса.

Обращенное двухимпульсное ФЭ наблюдали при температуре 2 К на в образцах $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ на переходе $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$. Возбуждающие ФЭ лазерные импульсы длительностью $\tau = 12$ нс генерировались перестраиваемым лазером на красителе оксазин 17. Задержку t_{12} между лазерными импульсами меняли в пределах 33—60 нс. Угол между лазерными импульсами $\angle(k_1, k_2) = 2^\circ$. Первый лазерный импульс k_1 был направлен перпендикулярно направлению постоянного магнитного поля H . Образцы YLiF_4 и LuLiF_4 с естественным содержанием ионов эрбия разной концентрации вклеивали в соленоид, состоящий из двух одинаковых катушек из нескольких витков медного провода диаметром 0.2 мм. Образец вклеивали таким образом, чтобы ось соленоида была перпендикулярна оси C кристалла. Между катушками был зазор, в который, при необходимости, вводили лазерное излучение. Диаметр катушек и зазор между ними выбирали

для каждого образца индивидуально, в зависимости от его размеров. На соленоид подавали импульсы тока, амплитуду которых меняли при помощи ступенчатого аттенюатора. Импульсное магнитное поле h в соленоиде рассчитывали в программе MATLAB. Образец ориентировали в криостате так, чтобы выполнялись условия: $\vec{C} \parallel \vec{H}$, $\vec{C} \parallel \vec{h}$, $\vec{h} \parallel \vec{k}_1 \wedge \vec{C}$. Основные особенности приведенных ниже результатов наблюдались во всех исследованных образцах, но, в качестве примера, результаты приведены для образца $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ (0.025 %).

Ионы Er^{3+} в матрицах LiYF_4 и LiLuF_4 являются кramerсовыми ионами, поэтому нижние кристаллические уровни основного $^4\text{I}_{15/2}$ (I) и возбужденного $^4\text{F}_{9/2}$ (I) мультиплетов двукратно вырождены по спиновому числу. При подаче резонансного оптического импульса возбуждаются обе группы ионов Er^{3+} , имеющие в основном состоянии как проекцию спина $S_z = 1/2$, так и $S_z = -1/2$.

В магнитном поле \vec{H} , параллельном оси \vec{C} наших кристаллов, для р-поляризации лазерного импульса разрешены переходы без изменения знака спина. Оптические частоты переходов каждой из групп ионов изменяются на разную по знаку величину, зависящую от проекции спина:

$$\Delta\nu = S_z\beta/\hbar(g' - g)H,$$

где β — магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка, g' и g — параллельные оси C компоненты g -факторов возбужденного $^4\text{F}_{9/2}$ (I) и основного $^4\text{I}_{15/2}$ (I)

состояний. В постоянном магнитном поле это не вызывает никаких осцилляций интенсивности ФЭ.

Однако, если магнитный импульс (МИ), параллельный оси \vec{C} , амплитудой h и длительностью τ_h действует в промежутках времени между первым и вторым лазерными импульсами или между вторым импульсом и сигналом эха, то дипольный момент для каждой из групп ионов за время τ_h в зависимости от частоты ν приобретает дополнительную фазу:

$$\alpha = \pm 2\pi \frac{\partial\nu}{\partial h} h\tau_h,$$

где

$$\frac{\partial\nu}{\partial h} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\hbar} (g' - g).$$

Тогда суммарный дипольный момент будет зависеть от разности фаз α двух прецессирующих дипольных моментов и пропорционален $\cos(\alpha)$, а относительное изменение интенсивности фотонного эха равно квадрату косинуса угла:

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\alpha).$$

Это объясняет возникновение осцилляций интенсивности ФЭ под действием импульсного магнитного поля, а по периоду осцилляций интенсивности ФЭ легко определить величину g -фактора в возбужденном состоянии, если известна величина g -фактора в основном состоянии и известна площадь $h\tau_h$ магнитного импульса [8]. Отметим, что для π -поляризации лазерных импульсов магнитные импульсы

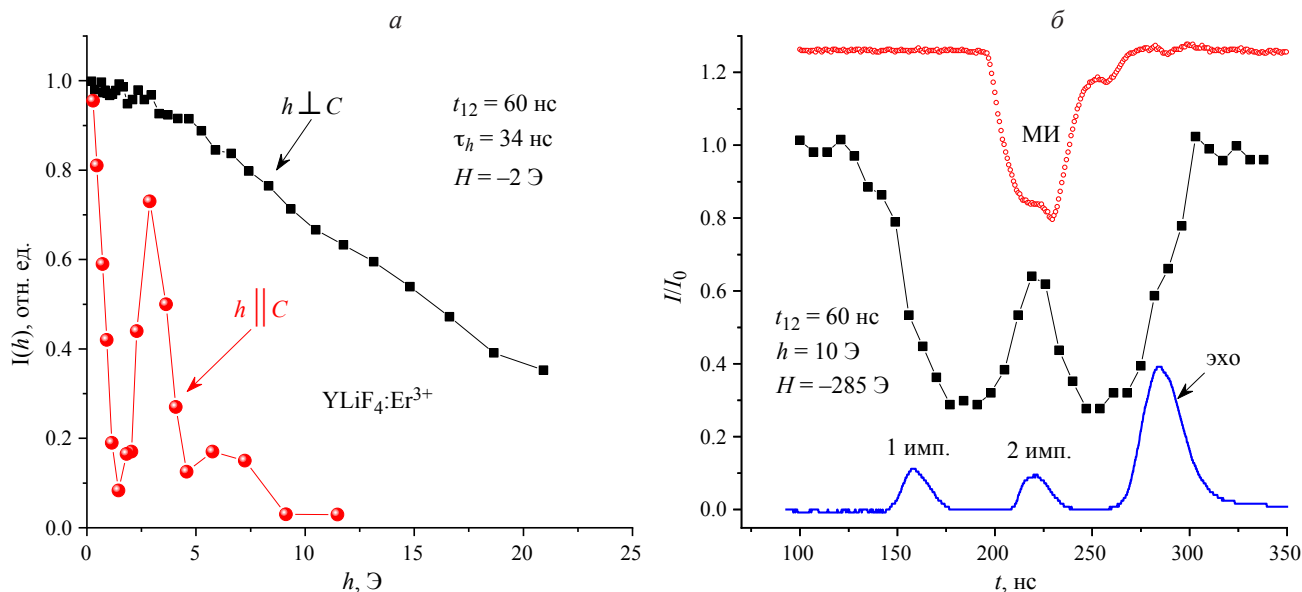


Рис. 1. Зависимость $I(h)$ интенсивности ФЭ от амплитуды h импульсного магнитного поля длительностью 34 нс, включенного после первого лазерного импульса (черные квадратики). Здесь же, для сравнения, красными кружочками показаны осцилляции интенсивности эха, когда $h \parallel \vec{C}$ [8] (а). Справа (б) черными квадратиками показано, как меняется относительная интенсивность ФЭ в зависимости от времени t включения МИ. Внизу сплошной линией показана осциллограмма наблюдаемых сигналов. Вверху кружочками показан МИ длительностью 34 нс, включенный одновременно со вторым лазерным импульсом.

амплитудой менее 10 Э вызывают несколько периодов осцилляций интенсивности эха [8].

В настоящей работе $\vec{C} \parallel \vec{H}$, но магнитный импульс $\vec{h} \perp \vec{C}$. Известно, что значения g_{\perp} в основном состоянии для $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и для $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ мало отличаются и для $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ $g_{\perp} = 8.105$ [9]. Для возбужденного состояния точных данных о величине g_{\perp} в доступной литературе нет. В любом случае, вследствие эффекта Зеемана, для каждой поляризации должны быть две частоты на переходе $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$. В этом случае при изменении амплитуды h должны наблюдаться осцилляции интенсивности ФЭ.

На рис. 1а мы видим, что в пределах погрешности измерений осцилляций интенсивности ФЭ нет, хотя амплитуда МИ меняется в диапазоне 0–20 Э. Для сравнения здесь приведена взятая из работы [8] картина осцилляций интенсивности ФЭ в образце $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$, когда МИ направлен вдоль оси \vec{C} . На рис. 1б показано изменение интенсивности ФЭ в зависимости от времени включения МИ. Здесь мы видим, что МИ одинаковым образом меняет интенсивность ФЭ, независимо от того, включен ли он после первого или после второго лазерного импульса.

Однако наиболее интересные результаты получаются, когда при неизменной амплитуде h меняется величина и направление сканирования магнитного поля \vec{H} . На рис. 2 показано относительное изменение I/I_0 интенсивности ФЭ с включенными МИ

и с выключенными МИ в зависимости от величины и направления изменения поля \vec{H} . Важно отметить, что наблюдаемый здесь гистерезис-бабочка получен, когда ось \vec{C} строго параллельна внешнему полю \vec{H} . В такой ориентации без магнитного импульса гистерезиса в зависимости интенсивности ФЭ от полярности \vec{H} нет [7]. Тем не менее, мы получаем две разные зависимости I/I_0 при изменении направления внешнего магнитного поля. Как показали измерения, зависимости I/I_0 , полученные при уменьшении H по абсолютной величине от максимального значения до нуля (кривые *a* и *в*), остаются постоянными и повторяются, если не меняется полярность магнитного поля. В то же время, зависимости I/I_0 , полученные при возрастании H по абсолютной величине от нуля (кривые *б* и *г*) не повторяются при изменении H в обратном направлении.

Вообще говоря, отсутствие осцилляций в зависимости интенсивности эха от величины h может свидетельствовать в пользу релаксационного механизма действия МИ. Однако такому предположению полностью противоречат наши эксперименты с двумя магнитными импульсами, когда один МИ включается после первого лазерного импульса, а второй МИ — после второго лазерного импульса (см. рис. 3). На рис. 2 мы видим, что при $H = 0$ и включении одного МИ амплитудой 8 Э интенсивность эха падает в 5 раз. В то же время, как показано на рис. 3, при $H = 0$ два идентичных МИ восстанавливают

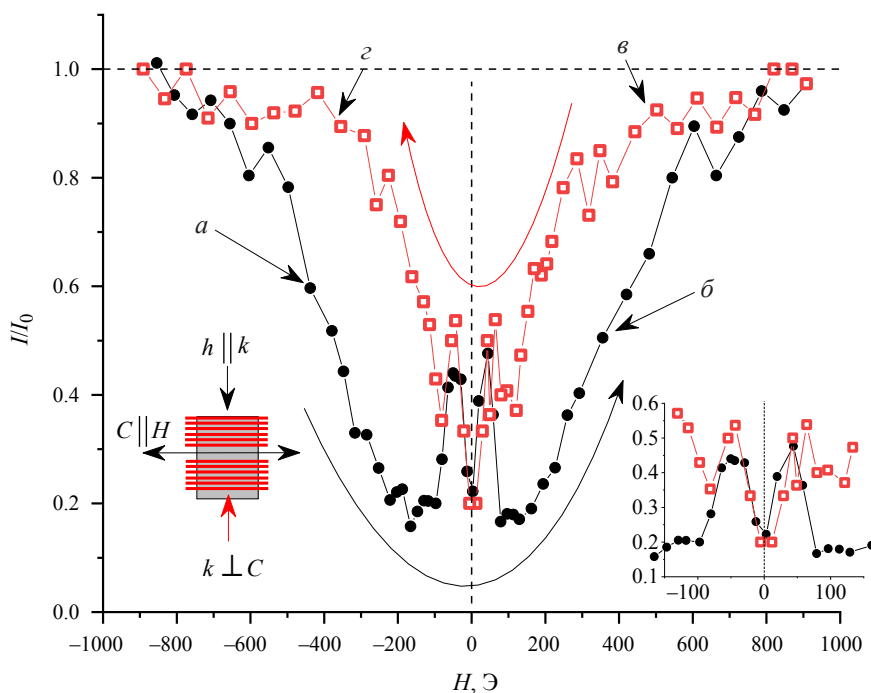


Рис. 2. Относительное изменение интенсивности ФЭ в образце $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ в зависимости от величины и направления сканирования магнитного поля \vec{H} . МИ амплитудой $h = 8$ Э и длительностью $\tau_h = 40$ нс включается после первого лазерного импульса. Черные точки показывают I/I_0 при изменении H от -900 Э до $+900$ Э, красные квадратики — при изменении H от $+900$ Э до -900 Э. На вставке справа внизу приведены зависимости I/I_0 вблизи $H = 0$.

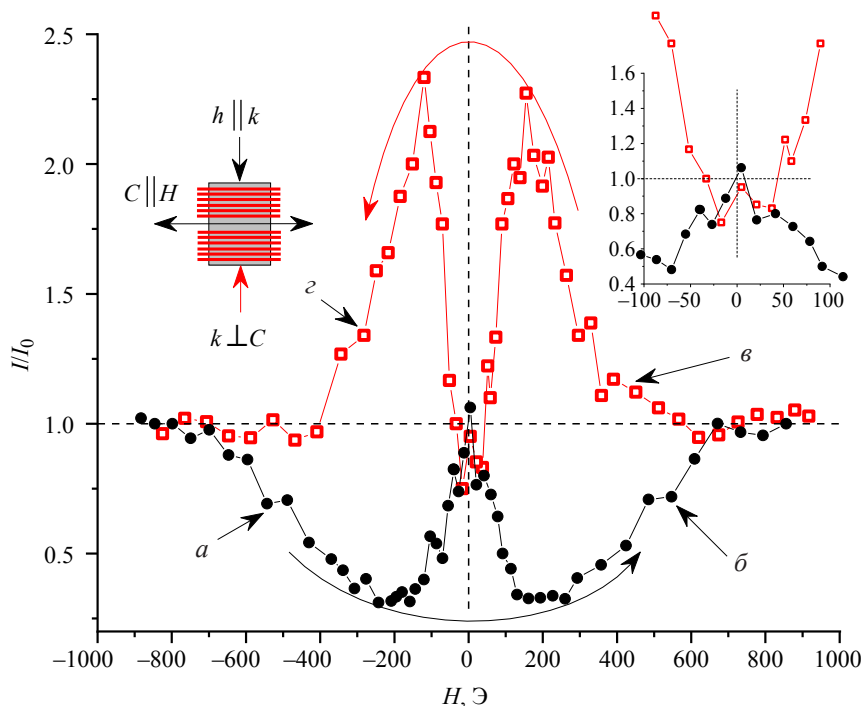


Рис. 3. Относительное изменение интенсивности ФЭ в образце $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ в зависимости от величины и направления сканирования магнитного поля H при включении двух одинаковых МИ амплитудой $h = 8$ Э и длительностью $\tau_h = 40$ нс. Первый МИ включается после первого лазерного импульса, второй МИ — после второго лазерного импульса. Черные точки показывают I/I_0 при изменении H от -900 до $+900$ Э, красные квадратики — при изменении H от $+900$ до -900 Э. На вставке справа вверху приведены зависимости I/I_0 вблизи $H = 0$.

интенсивность эха ($I/I_0 \approx 1$). Это легко объяснить, если допустить, что магнитные импульсы, включенные либо после первого, либо после второго лазерного импульса, вызывают сдвиги фаз прецессирующих дипольных моментов с разным знаком. В этом случае суммарный сдвиг фазы для двух МИ равен нулю и сигнал эха не меняется. Именно это наблюдали ранее, когда два идентичных МИ были направлены вдоль оси C . Однако в этом случае остается невыясненным вопрос, почему отсутствуют осцилляции ФЭ при изменении амплитуды МИ, когда $h \perp C$.

Наконец, в диапазоне $H = \pm 400$ Э, мы видим неожиданное сильное возрастание интенсивности ФЭ при включении двух импульсов, когда магнитного поле меняется от $+1$ до -1 кЭ. При изменении поля в противоположном направлении действие двух МИ только ослабляет сигнал ФЭ и отличается от действия одного МИ только в области (-200 Э \rightarrow $+200$ Э).

Так же, как и при подаче одного импульса, зависимости I/I_0 , полученные при уменьшении H по абсолютной величине от максимального значения до нуля (кривые a и b) остаются постоянными и повторяются, если не меняется полярность магнитного поля.

При изменении полярности МИ или при повороте образца на 180° вокруг вертикальной оси, зависимости I/I_0 , как на рис. 2, так и на рис. 3, полученные при увеличении и при уменьшении H по абсолютной

величине, меняются местами. В отличие от [10], где проявление памяти-гистерезиса критически зависит от угла между C и H , и бабочка не наблюдается если $C \parallel H$, полученные нами здесь результаты наилучшим образом проявляются именно при $C \parallel H$, а при наличии небольшого угла между C и H происходит только некоторая деформация приведенных на рис. 2 и 3 зависимостей.

Эти результаты демонстрируют проявление не-взаимности оптических свойств кристаллов во внешнем магнитном поле, т. е., зависимости оптических свойств от ориентации осей кристалла, направления импульсного магнитного поля и направления изменения постоянного магнитного поля.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кристаллы YLiF_4 и LuLiF_4 имеют тетрагональную структуру и принадлежат к пространственной группе C_{4h}^6 для которой отсутствует инверсионная симметрия. Поэтому в этих кристаллах возможен магнитоэлектрический эффект, заключающийся в том, что внешнее магнитное поле \vec{H} индуцирует электрическую поляризацию \vec{P} . Это подробно рассмотрено в обзоре А. Пятакова и А. Звездина [10]. На каждом из примесных ионов эрбия поля лазерных импульсов создают осциллирующие на резонансной частоте намагниченность и поляризацию. В этом

случае возможна интерференция электрических и магнитных дипольных переходов участвующих в формировании сигнала ФЭ. Вероятности таких переходов рассмотрены в [11]. Тип интерференции (конструктивная или деструктивная) зависит от взаимной ориентации векторов \vec{k} , \vec{H} , \vec{C} и \vec{P} [12]. Как показано в [7], если $\vec{C} \parallel \vec{H} \perp \vec{k}$, магнитоэлектрический эффект в образцах $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ может появиться только при наличии перпендикулярной оси \vec{C} компоненты магнитного поля. В наших экспериментах магнитный импульс $\vec{h} \perp \vec{C}$, т. е., магнитоэлектрический эффект возможен. Поскольку при изменении полярности \vec{H} магнитный импульс \vec{h} не меняет своего направления, не меняется и тип интерференции при переходе через $H = 0$. Поэтому, в отличие от [7], здесь зависимости I/I_0 остаются симметричными относительно $H = 0$.

Такая упрощенная модель объясняет только часть приведенных выше результатов, но не поясняет, например, почему тип интерференции меняется только с изменением направления сканирования магнитного поля и не зависит от его полярности. Для полного описания требуется детальное теоретическое рассмотрение.

Результаты наших экспериментов позволяют по-новому взглянуть на работу в постоянных и импульсных магнитных полях оптических устройств с кристаллами $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$.

Исследования сотрудниками КФТИ проводились в рамках выполнения темы государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН (приоритетное направление: 1.3.5.4. Развитие методов спектроскопии, люминесценции и прецизионных оптических измерений).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thiel C.W., Bottger T., Cone R.L. // J. Luminescence. 2011. V. 131. P. 353.
2. Lauk N., Sinclair N., Barzanjeh Sh. et al. // Quantum Sci. Technol. 2020. V. 5. Art. No. 02050.
3. MacFarlane R.M., Cassanho A., Meltzer R.S. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 54.
4. Gerasimov K.I., Minnegaliev M.M., Malkin B.Z. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. Art. No. 054429.
5. Minnegaliev M.M., Dyakonov I.Y., Gerasimov K.I. et al. // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. Art. No. 045207.
6. Popova M.N., Klimin S.A., Moiseev S.A. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. Art. No. 235151.
7. Шегада А.М., Кorableва С.Л., Морозов О.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 4. С. 264; Shegeda A.M., Korableva S.L., Morosov O.A. et al. // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 4. P. 267.
8. Лусин В.Н., Шегада А.М., Герасимов К.И. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. № 2. С. 67; Lisin V.N., Shegeda A.M., Gerasimov K.I. // JETP Lett. 2012. V. 95. No. 2. P. 61.
9. Suttler J.P., Nemerich J. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. No. 1. P. 1.
10. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. Т. 182. С. 593; Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. // Phys. Usp. 2012. V. 55. P. 557.
11. Нурмухаметов А.Р., Еремин М.В. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. С. 390; Nurmukhametov A.R., Eremin M.V. // J. Exp. Theor. Phys. 2022. V. 135. P. 339.
12. Shimada Y., Kiyama H., Tokura Y. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. Art. No. 245125.

Nonreciprocity in the behavior of photon echo in constant and pulsed magnetic fields in $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ and $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ crystals

A. M. Shegeda^{1,*}, S. L. Korableva², O. A. Morozov¹

¹Zavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Center "Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences", Kazan, 420029 Russia

²Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, 420008 Russia

*e-mail: shegedaam@gmail.com

Studying the influence of nanosecond pulsed magnetic fields on the behavior of the photon echo in $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ and $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ samples, it was found that the effect of the pulsed field strongly depends on the magnitude and direction of change of the constant magnetic field. An unexpected increase in the intensity of the photon echo is observed when two identical magnetic pulses are turned on, one after the first laser pulse, the second after the second laser pulse.

Keywords: photon echo, memory, hysteresis, pulsed magnetic field.