

УДК 535.2

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ СПАДА ИНТЕНСИВНОСТИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА В РУБИНЕ, ОБОГАЩЕННОМ ТОЛЬКО ИОНАМИ ИЗОТОПА ^{53}Cr

В.В. Самарцев, А.М. Шегеда, А.В. Шкаликов

Аннотация

Впервые сообщается о детальном исследовании кинетики спада интенсивности стимулированного фотонного эха в корунде, легированном только ионами изотопа ^{53}Cr в концентрации 0.03–0.05 ат.%. Оптический эхо-эксперимент проводился в режиме обращения на длине волны около 6934 Å в отсутствие магнитного поля. Снятая зависимость интенсивности стимулированного фотонного эха от временного интервала между вторым и третьим импульсами (при фиксированном интервале между первыми двумя импульсами) имеет характерный для сигналов долгоживущего фотонного эха излом, свидетельствующий об участии в формировании эхо-сигнала сверхтонких подуровней основного состояния.

Ключевые слова: фотонное эхо, рубин, изотоп «Cr-53», кривая спада, сверхтонкие подуровни.

Введение

Явление фотонного эха (ФЭ), предсказанное в г. Казани У.Х. Копвиллемом и В.Р. Нагибаровым [1], было экспериментально обнаружено в кристалле рубина американскими исследователями Н. Кеннитом, И. Абеллой и С. Хартманом [2]. Первый отечественный эхо-эксперимент также был поставлен на кристалле естественного рубина [3], процентное содержание ионов четырех изотопов хрома в котором равно следующему: ^{50}Cr – 4.345%, ^{52}Cr – 83.789%, ^{53}Cr – 9.501%, ^{54}Cr – 2.365%. При этом было экспериментально установлено [2, 4], что сигнал ФЭ излучается в основном ионами изотопа ^{52}Cr . Исследуемый образец рубина находился в оптическом криостате при температуре жидкого гелия, а возбуждение выполнялось с помощью рубинового лазера, активный элемент которого имел температуру жидкого азота. В экспериментах [5, 6] удалось понизить температуру активного элемента до температуры жидкого гелия, что позволило наблюдать ФЭ на других энергетических переходах, нежели в эхо-экспериментах [2–4]. В дальнейшем в работах [7, 8] возбуждение сигналов ФЭ осуществлялось с помощью лазера на красителе с шириной спектра излучения, равной 0.1 Å. Все эти эхо-эксперименты проводились в режиме обращения [9]. В случае двухимпульсного воздействия для его реализации необходимо, чтобы первый импульс был бегущей волной, а второй – стоячей волной. При трехимпульсном воздействии (для наблюдения стимулированного ФЭ) этот режим достигается в случае, когда второй и третий импульсы распространяются навстречу друг другу. В обоих случаях сигнал ФЭ высвечивается резонансной средой в направлении, обратном направлению первого импульса. В итоге, фотоприемник в значительной степени освобождается от засветки рассеянным излучением возбуждающих импульсов, что приводит к

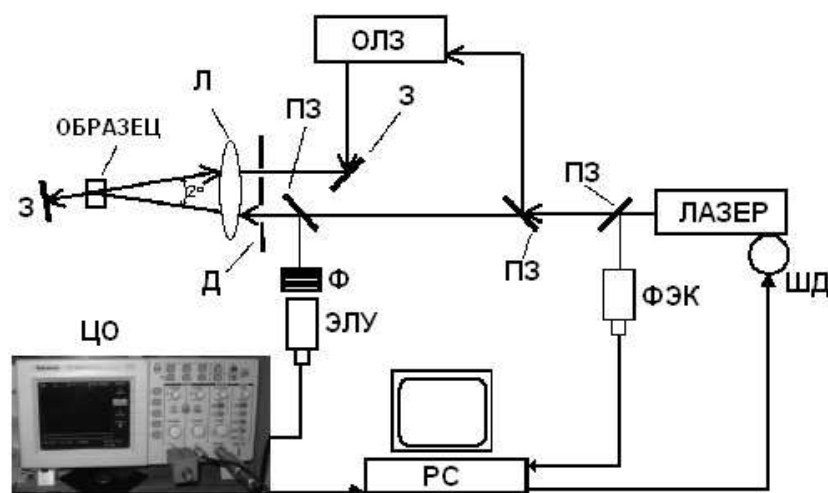


Рис. 1. Блок-схема оптического эхо-спектрометра: ЛАЗЕР – лазер на красителе, накачиваемый второй гармоникой импульсного YAG-лазера; ОБРАЗЕЦ – исследуемый образец в гелиевом криостате; ПЗ – полупрозрачное зеркало; З – «глухое» зеркало; Л – линза; Д – диафрагма; ФЭК – коаксиальный фотоземель; ЭЛУ – фотоэлектронный умножитель 14 ЭЛУ ФК; ЦО – цифровой осциллограф Tektronix TDS 2022; РС – персональный компьютер; ШД – шаговый двигатель для плавной перестройки длины волны; ОЛЗ – оптическая линия задержек; Ф – набор ослабляющих светофильтров

росту отношения «сигнал/шум» примерно в сто раз. Режим обращения использован и в данном эхо-эксперименте. В работе [10] впервые сообщалось о наблюдении в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ долгоживущего фотонного эха (ДФЭ), которое является, по-существу, сигналом стимулированного фотонного эха (СФЭ), формируемым, однако, не в двухуровневой, а в трехуровневой системе, один из уровней которой является метастабильным. В роли метастабильных уровней выступают или возбужденные сверхтонкие уровни основного состояния, или триплетные уровни [11]. В кристалле рубина сверхтонкие уровни возможны только у изотопа ^{53}Cr (ядерный спин I у которого равен $3/2$), процентное содержание которого в естественном рубине мало, и потому сигнал ДФЭ в нем недетектируем. Именно поэтому в данной работе была поставлена цель – осуществить поиск сигнала ДФЭ в рубине, обогащенном только ионами изотопа ^{53}Cr . Мы предполагали, что неравновесная «решетка» населенностей, возникающая после первых двух импульсов, будет перенесена на сверхтонкие уровни основного ($^4\text{A}_2$) состояния и будет там храниться в течение времени жизни этих уровней. Это должно проявиться в зависимости интенсивности СФЭ от временного интервала τ_{23} между двумя последними импульсами, которая в случае формирования ДФЭ обычно состоит из двух частей: быстрого спада (из верхнего на метастабильный уровень) и более медленного спада (из метастабильного на основной уровень) [12]. Отметим, что поиск сигналов ФЭ (и тем более сигнала ДФЭ) в рубине, обогащенном только ионами изотопа ^{53}Cr , проводится впервые.

1. Экспериментальная установка и результаты эхо-эксперимента

Главным узлом установки, приведенной на рис. 1, является лазерная система, состоящая из импульсного YAG-лазера, устройства формирования второй гармо-

ники и перестраиваемого лазера на органическом красителе. Пиковая мощность излучения лазера на красителе oxazin1 достигает 6 кВт при длительности импульса (на полувысоте) 8 нс.

Лазерный импульс делится на два импульсных пучка. Первый из них, сфокусированный линзой, направляется непосредственно на исследуемый образец, находящийся в заливном гелиевом оптическом криостате. Второй импульс, отражаясь от полупрозрачного зеркала, проходит через оптическую линию временных задержек и воздействует на ту же локальную область образца. Третий импульс формируется глухим зеркалом, расположенным за криостатом, в направлении, противоположном действию второго импульса. Таким образом, в образце реализуется режим обращения, при этом сигнал СФЭ излучается в направлении, противоположном действию первого возбуждающего импульса.

Контроль мощности лазерного излучения производился измерителем средней мощности и энергии – ИМО-2. Контроль длины волны и ширины линии излучения осуществлялся при помощи спектрометра Spectra Star S150HR. Для исследования спектра поглощения непосредственно за криостатом устанавливался фотодиод, регистрирующий интенсивность прошедшего через образец излучения.

В качестве исследуемого образца использовался кристалл корунда (с поперечными размерами 5×5 мм² и толщиной 2 мм), легированный только ионами изотопа ⁵³Cr в концентрации 0.03–0.05 ат.%. Осциллограммы сигналов первичного ФЭ (ПФЭ) и СФЭ в этом образце в отсутствие магнитного поля приведены на рис. 2, где каждая экспериментальная точка является результатом усреднения по 64 измерениям. Однако в местоположении каждого примесного центра существует локальное магнитное поле \vec{H}_l , обусловленное суперсверхтонким взаимодействием (ССТВ) валентных электронов хрома с ядрами алюминия [13]. Средняя величина этого поля составляет 12 Гс при хаотическом распределении направлений этих полей в пространстве. При этом важно помнить, что в рубине на энергетическом переходе ${}^4A_2 - 2E(\bar{E})$ g-факторы спектроскопического расщепления основного 4A_2 и возбужденного $2E(\bar{E})$ состояний различны как по величине, так и по степени анизотропии: $g_{\parallel, \perp}({}^4A_2) = 1.99$ (то есть изотропен) и $g_{\parallel}(2E(\bar{E})) = 2.44$ и $g_{\perp}(2E(\bar{E})) \leq 0.1$ (то есть сильно анизотропен), где значки « \parallel » (параллельно) и « \perp » (перпендикулярно) поясняют направление относительно оптической оси. Поэтому магнитные моменты ионов хрома в основном состоянии (4A_2) будут направлены, как правило, вдоль локальных магнитных полей, то есть хаотично, в то время как магнитные моменты ионов хрома в возбужденном ($2E(\bar{E})$) состоянии будут направлены в основном вдоль оптической оси кристалла.

После воздействия на образец рубина 90°-ного импульса валентные электроны ионов хрома можно равновероятно найти как в основном, так и в возбужденном состояниях, из-за чего их магнитный момент с той же вероятностью будет менять направление от случайного \vec{H}_l до направления оптической оси. Окружающие ионы хрома ядра алюминия не будут успевать вместе с электронными спинами адиабатически быстро изменять направления ядерных спинов, из-за чего у ядерных спинов алюминия появляются поперечные компоненты, прецессирующие вокруг направления электронного спина. Эта прецессия вызывает появление в местоположении ионов хрома флуктуирующего локального магнитного поля, приводящего к случайным изменениям энергетических электронных уровней валентных электронов хрома. Эта модель ФЭ в нулевом магнитном поле в кристалле рубина детально изучена в работе [14]; показано, что такие случайные флуктуации расщепления приводят к фазовой релаксации, известной как спектральная диффузия. В целом физическая картина ФЭ в нулевом магнитном поле описана в монографии [15], где приведено значение времени этой релаксации – 23 нс.

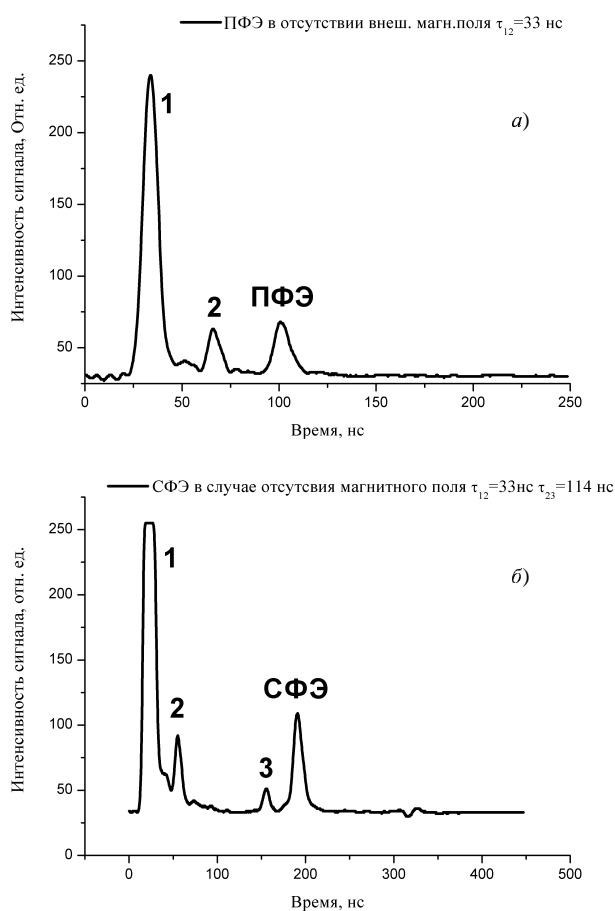


Рис. 2. Осциллограммы сигналов, наблюдаемых в условиях двухимпульсного (а) и трехимпульсного (б) воздействий на кристалл, обогащенный только изотопом ^{53}Cr . 1, 2, 3 – ослабленные возбуждающие импульсы; ПФЭ и СФЭ – сигналы первичного и стимулированного ФЭ в нулевом магнитном поле

В данном эхо-эксперименте снята зависимость интенсивности СФЭ от временного интервала τ_{23} при фиксированном значении интервала τ_{12} . Она приведена на рис. 3, на котором четко виден «излом» этой кривой спада при значении $\tau_{23} = 168$ нс. Характеристическое время быстрого спада составляет $1.46 \cdot 10^{-7}$ с, а более медленного спада – $6.46 \cdot 10^{-7}$ с. Судя по характеру кинетики спада, возбужденные сверхтонкие подуровни основного (4A_2) состояния участвуют в формировании сигнала СФЭ, но время жизни этих состояний составляет сотни наносекунд из-за спектральной диффузии, вызванной кросс-релаксацией [16, 17]. Поскольку эти времена на четыре порядка меньше времени жизни возбужденного $2E(\bar{E})$ состояния ($4 \cdot 10^{-3}$ с), то, к сожалению, наблюдаемый сигнал СФЭ не может быть отнесен к разряду долгоживущих, несмотря на наблюдаемую двухступенчатую кинетику спада.

Заключение

Таким образом, в данном оптическом эхо-эксперименте впервые была исследована кинетика кривой спада интенсивности СФЭ в рубине, обогащенном только

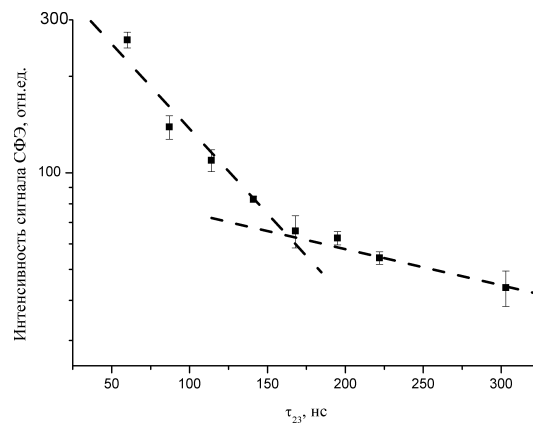


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности СПЭ в обогащенном (изотопом ^{53}Cr) рубине от интервала τ_{23} между вторым и третьим импульсами при фиксированном значении интервала $\tau_{12} = 33$ нс

ионами изотопа ^{53}Cr . Обогащение рубина ионами изотопа ^{53}Cr привело к появлению у него сверхтонких подуровней, на которые после действия первых импульсов переходит и хранится неравновесная «решетка» населенностей. К сожалению, время жизни этих сверхтонких подуровней составляет сотни наносекунд и намного короче времени жизни возбужденного $2E(\bar{E})$ состояния.

Исследования поддержаны Программой Президиума РАН «Квантовая макрофизика», Программами ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и «Когерентные акустические поля и сигналы», РФФИ (проекты № 08-02-00032а, 08-02-90001-Бел_а), а также гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-2965.2008.2).

Summary

V.V. Samartsev, A.M. Shegeda, A.V. Shkalikov. Specific Kinetics of Decay of the Stimulated Photon Echo in Ruby Enriched Only by Ions of Isotope ^{53}Cr .

The article presents a first-time report about detailed investigation of the kinetics of stimulated photon echo (SPE) decay in ruby, enriched only by ions of ^{53}Cr isotope in concentration 0.03–0.05 at.%. The optical echo-experiment is carried out in the backward regime on the wavelength 6934 Å in absence of magnetic field. The studied dependence of intensity of the stimulated photon echo on the time interval between the second and third pulses (under the fixed value of interval between first and second pulses) has the characteristic “break”, testifying to participation in forming an echo of a signal of hyperfine sublevels of the ground state.

Key words: photon echo, ruby, ^{53}Cr isotope, decay curve, hyperfine sublevels.

Литература

1. Копыллем У.Х., Нагибаров В.Р. Световое эхо на парамагнитных кристаллах // Физ. метал. и металловед. – 1963. – Т. 15. – С. 313–315.
2. Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R. Observation of a photon echo // Phys. Rev. Lett. – 1964. – V. 13. – P. 567–570.
3. Копыллем У.Х., Нагибаров В.Р., Пирожков В.А., Самарцев В.В., Усманов В.Р. Световое эхо в рубине // Физ. тверд. тела. – 1972. – Т. 14. – С. 1794–1795.

4. *Копыцким У.Х., Нагибаров В.Р., Пирожков В.А., Самарцев В.В., Усманов В.Р.* Исследование механизмов уширения резонансных линий в рубине методом светового эха // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20. – С. 139–144.
5. *Самарцев В.В., Усманов В.Р.* Низкотемпературные исследования фотонного эха в рубине, возбуждаемом излучением рубинового лазера, функционирующего при температуре жидкого гелия // Изв. РАН. Сер. физ. – 2000. – Т. 64. – С. 2011–2017.
6. *Samartsev V.V., Kalachev A.A., Usmanov R.G.* Some experimental peculiarities of photon echo in ruby // Proc. SPIE / Ed. A. Karlyansky. – 2002. – V. 4766. – P. 228–232.
7. *Samartsev V.V., Shegeda A.M., Shkalikov A.V., Zuykov V.A.* Detection of satellites of primary photon echo in ruby // Laser Physics. – 2003. – V. 12. – P. 1487–1490.
8. *Самарцев В.В., Зуйков В.А., Шегеда А.М., Шкаликков А.В.* Световое (фотонное) эхо в рубине // Нелинейные динамические процессы / Под ред. С.В. Пранца. – Владивосток: Дальнаука, 2004. – С. 130–140.
9. *Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г.* Обращенное световое эхо в рубине // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31. – С. 654–659.
10. *Chen Y.C., Chiang K.P., Hartmann S.R.* Photon echo relaxation in $LaF_3 : Pr^{3+}$ // Opt. Commun. – 1979. – V. 29. – P. 181–185.
11. *Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибуллин Б.М.* Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. – М.: Наука, 1988. – 224 с.
12. *Ахмедиев Н.Н., Самарцев В.В.* Долгоживущее оптическое эхо и оптическая память // Новые физические принципы оптической обработки информации / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. – М.: Наука, 1990. – С. 326–359.
13. *Laurence N., McIrvine E.C., Lembe J.* Aluminium hyperfine interaction in ruby // J. Chem. Phys. Solids. – 1963. – V. 7. – P. 515–531.
14. *Lambert L.Q.* Effects of superhyperfine interaction on photon echo behavior in dilute ruby // Phys. Rev. B. – 1973. – V. 7. – P. 1824–1846.
15. *Манькин Э.А., Самарцев В.В.* Оптическая эхо-спектроскопия – М.: Наука, 1984. – 270 с.
16. *Manenkov A.A., Danilenko U.K.* Concentration and temperature dependencies of spin-lattice relaxation times in ruby at helium temperatures: relaxation in a zero magnetic field // IEEE J. of Quant. Elec. – 1966. – V. QE-2. – P. 409–412.
17. *Nakanishi S., Tamura O., Muramoto T., Hashi T.* Observation of various photon echoes and FID in ruby by stark switching technique // J. Phys. Soc. Japan. – 1978. – V. 452. – P. 1437–1438.

Поступила в редакцию
04.03.08

Самарцев Виталий Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: samartsev@kfti.knc.ru

Шегеда Анатолий Михайлович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоакустики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: shegeda@kfti.knc.ru

Шкаликков Андрей Викторович – младший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: Shkalikov@mail.knc.ru