

Модуляция формы импульса фотонного эха импульсным магнитным полем — зеемановское расщепление в $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$

В. Н. Лисин¹⁾, А. М. Шегеда

Казанский физико-технический институт им. Завойского, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2012 г.

Предлагается метод спектроскопии, который использует изменение временной формы сигнала эха в присутствии возмущения, расщепляющего частоты переходов двух или более подгрупп эхо-активных ионов. Этот метод применен к оптическим системам, в которых проявляется эффект Зеемана. Ионные частоты переходов переключаются посредством слабого импульсного магнитного поля, действующего во время излучения импульса фотонного эха. В $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ наблюдалась модуляция формы сигнала фотонного эха. Временной интервал между двумя ближайшими минимумами соответствует аккумулярованной фазе электрического дипольного момента π и при известной амплитуде импульсного магнитного поля позволяет определить разность g -факторов основного и возбужденного состояния $^4F_9/2(I)$ иона Er^{3+} , находящегося в матрицах LuLiF_4 и YLiF_4 . Показано, что слабыми импульсами магнитного поля можно программировать эхо-отклик системы.

В предыдущей нашей работе [1] было показано, что если при наблюдении светового эха (СЭ) в кристаллах $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ и $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ в промежутках между первым и вторым лазерными импульсами или между вторым лазерным импульсом и сигналом эха подавать наносекундные импульсы слабого магнитного поля, параллельного оси c , то в зависимости от амплитуды этих импульсов наблюдаются осцилляции интенсивности сигнала эха. По периоду этих осцилляций можно определить разность g -факторов основного и возбужденного состояния иона Er^{3+} в этих кристаллах в нулевом постоянном магнитном поле. Однако в той работе мы не рассматривали вариант, когда магнитный импульс (МИ) подается во время возникновения сигнала эха. В этом случае наблюдается сильное изменение формы и интенсивности сигнала СЭ, также напрямую связанное с зеемановскими расщеплениями основного и возбужденного состояний иона эрбия. Речь об этом и пойдет ниже.

Детали эксперимента были подробно описаны нами в работе [1]. Поэтому укажем только основные моменты и некоторые отличия. Световое эхо наблюдалось нами в обращенном режиме на переходе $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ иона Er^{3+} при температуре 2 К. Лазерные импульсы длительностью 11 нс генерировались лазером на красителе оксазин 17. Поляризация лазерных импульсов была параллельна оси кристалла (π -поляризация). Образец $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ помещался

в соленоид с внутренним диаметром 5.4 мм, состоящий из двух соосных катушек по 6 витков каждая. Образец $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ помещался в соленоид с внутренним диаметром 6.2 мм, состоящий из двух катушек по 7 витков каждая. Между катушками был зазор 1 мм, в который заводилось сфокусированное излучение первого и второго лазерных импульсов. Оптическая ось c образцов совпадала с осью соленоида. Катушки были включены параллельно. На них подавались наносекундные импульсы тока, формируемые генератором на лавинных транзисторах. Величина импульсного магнитного поля, возникающего в зазоре между катушками соленоида, рассчитывалась для конкретных размеров соленоида по закону Био-Савара. При постоянном токе через соленоид расчетные значения магнитного поля давали очень хорошее согласие с величиной магнитного поля, измеренной датчиком Холла в центре зазора. Это дает основание считать, что амплитуда и форма МИ определяются амплитудой и формой импульса тока через соленоид.

Типичные зависимости сигнала СЭ от времени включения и от амплитуды магнитного импульса приведены на рис. 1а и б соответственно. Здесь и в дальнейшем под временем включения МИ мы будем подразумевать время прихода центра тяжести МИ.

Теперь посмотрим, что получается, если магнитный импульс подается в момент возникновения сигнала СЭ (времена 180–200 нс на рис. 1а). Оказалось, что в том случае, когда площадь магнитного импульса приводит к набегу фазы $\pi/2$ (см. рис. 2), длительность сигнала эха сильно уменьшается (для магнит-

¹⁾ e-mail: valerylisin@gmail.com

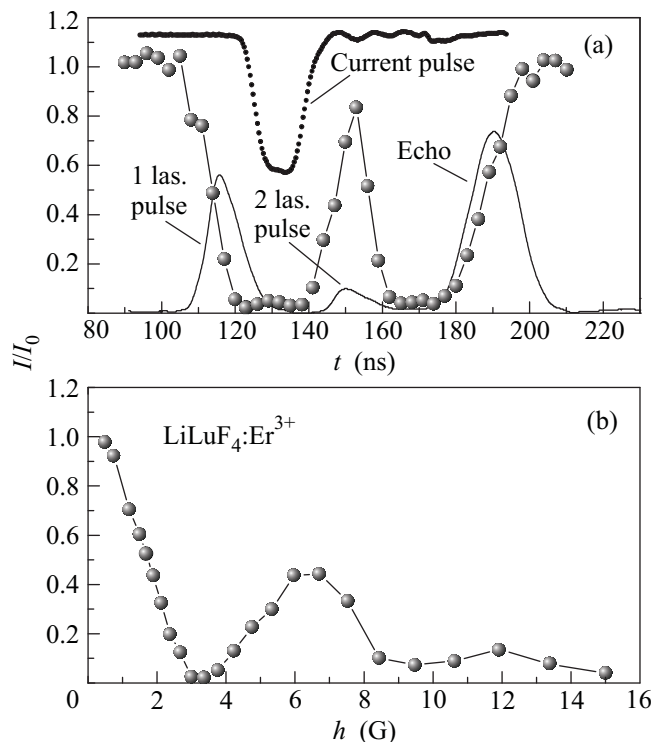


Рис. 1. (а) – Зависимость относительного изменения сигнала СЭ в образце $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ от времени подачи магнитного импульса. Каждая точка на графике соответствует действию в этот момент МИ длительностью 15 нс с амплитудой 3.4 Гс. Внизу сплошной линией показана осциллограмма наблюдаемого сигнала в отсутствие МИ. Вверху точками показана осциллограмма импульса тока через катушки соленоида, поданного в момент времени 132 нс. (б) – Зависимость относительного изменения сигнала СЭ от амплитуды импульсного магнитного поля, включенного в промежутке между лазерными импульсами

ного импульса длительностью 11 нс почти в два раза).

Полученные результаты легко понять, если предположить, что механизм влияния МИ на сигнал СЭ, рассмотренный нами в [1], не меняется и в случае, когда МИ подается одновременно с возникновением сигнала СЭ.

Учтем, что ионы Er^{3+} в матрицах LiYF_4 и LiLuF_4 являются кримерсовыми ионами. Поэтому нижние кристаллические уровни основного ($^4\text{I}_{15/2}(\text{I})$) и возбужденного ($^4\text{F}_{9/2}(\text{I})$) мультиплетов двукратно вырождены по спиновому числу. В нулевом постоянном магнитном поле возбуждаются обе группы ионов эрбия, имеющие в основном состоянии проекцию спина как $S_z = 1/2$, так и $S_z = -1/2$. В магнитном поле \mathbf{h} , направленном параллельно оси \mathbf{c} , оптические частоты переходов каждой из групп ионов изменяются на

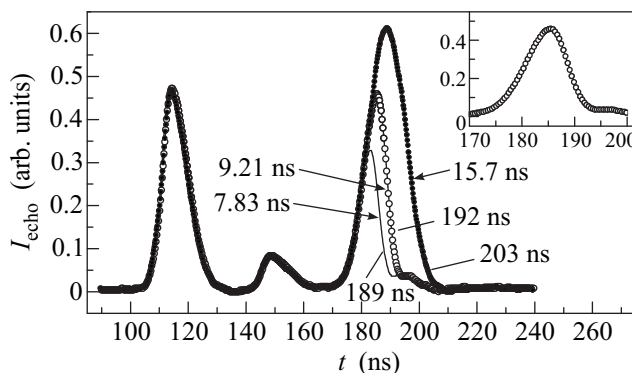


Рис. 2. Осциллограммы показывают изменение длительности сигнала СЭ в кристалле $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ в том случае, когда магнитный импульс 4.5 Гс длительностью 11 нс подается во время формирования эха (времена 189 и 192 нс). Стрелками показаны соответствующие значения длительности сигнала СЭ на полувысоте. При задержке 203 нс магнитный импульс подается после формирования СЭ и на его длительность (15.7 нс) не влияет. На вставке отдельно приведена осциллограмма сигнала эха при подаче МИ в момент времени 192 нс

разную по знаку величину, зависящую от проекции спина:

$$\Delta\nu = \frac{S_z\beta}{2\pi\hbar}(g' - g)h, \quad (1)$$

где β – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка, g' и g – параллельные оси \mathbf{c} компоненты g -тензоров возбужденного ($^4\text{F}_{9/2}(\text{I})$) и основного ($^4\text{I}_{15/2}(\text{I})$) состояний. Если магнитный импульс действует во время возникновения эха, то дипольный момент, создаваемый каждой из групп ионов, приобретает дополнительную фазу, аккумулированную к моменту t наблюдения эха:

$$\alpha(t) = \pm 2\pi \frac{\partial\nu}{\partial h} \int_{-\infty}^t dt' h(t'). \quad (2)$$

При этом выражение для интенсивности эха принимает вид

$$I = \cos^2[\alpha(t)] I_0(t), \quad (3)$$

где $I_0(t)$ – невозмущенная импульсным магнитным полем интенсивность СЭ. Если задать временную форму интенсивности лазерных импульсов 1 и 2 в виде

$$I_{1,2} = \exp\left[-\frac{(t - t_{1,2})^2}{\tau^2}\right], \quad (4)$$

то в приближении малой площади, как нетрудно показать, зависимость $I_0(t)$ от времени наблюдения имеет вид

$$I_0(t) \sim \exp \left[-\frac{(t - t_{\text{echo}})^2}{3\tau^2} \right], \quad (5)$$

где $t_{\text{echo}} = 2t_2 - t_1$. Из (5) и (3) следует, что с учетом действия импульсного магнитного поля зависимость интенсивности СЭ от времени наблюдения имеет осциллирующий характер:

$$I \sim \cos^2 [\alpha(t)] \exp \left[-\frac{(t - t_{\text{echo}})^2}{3\tau^2} \right], \quad (6)$$

относительно фазы, аккумулированной к моменту времени наблюдения.

Теперь обратимся к рис. 3а. Здесь для простоты формы сигналов эха и магнитного импульса

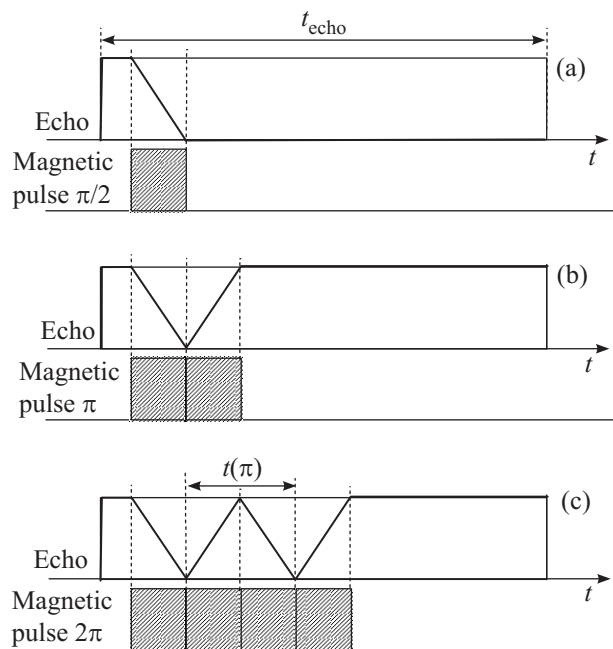


Рис. 3. Влияние магнитных импульсов разной площади на форму сигнала СЭ

считаются прямоугольными, а длительность сигнала СЭ заметно превышает длительности магнитных импульсов. Мы знаем, что если площадь МИ такова, что возникает набег фазы $\pi/2$ (площадь $\pi/2$), то к окончанию МИ интенсивность эха падает почти на два порядка.

Из рис. 3а видно, что в этом случае длительность полученного сигнала эха будет зависеть от времени включения магнитного импульса. При этом минимальную длительность эха мы получим в том случае, когда передние фронты сигналов будут совпа-

дать, а длительность магнитного импульса (площадью $\pi/2$) будет минимальна. Если длительности лазерных импульсов и, соответственно, эха лежат в микросекундном диапазоне (как, например, в [2]), то, вообще говоря, можно контролируемым образом менять длительность сигнала эха на порядки, меняя время включения наносекундного импульса магнитного поля площадью $\pi/2$. Очевидно, что в случае, когда длительности лазерного импульса и магнитного импульса оказываются одного порядка, минимальная длительность полученного эхо-сигнала будет определяться временем нарастания переднего фронта сигнала эха и временем спада заднего фронта магнитного импульса. В нашем случае импульс магнитного поля имеет более крутые фронты (~ 5.5 нс). На вставке к рис. 2 мы видим, что при подаче магнитного импульса “укороченный” сигнал эха действительно становится несимметричным, т.к. время его спада меньше времени нарастания.

Пусть теперь вместе с эхом включается магнитный импульс с площадью, большей $\pi/2$. Рисунки 3б и с иллюстрируют, что будет происходить с сигналом эха в этом случае. При подаче импульса площадью π в сигнале эха должен наблюдаться провал (минимум). Его положение определяется временем, при котором площадь МИ равна $\pi/2$. При подаче импульса площадью 2π в сигнале эха должны наблюдаться два провала, соответствующие площадям МИ, равным $\pi/2$ и $3\pi/2$. При изменении времени включения МИ эти минимумы должны синхронно передвигаться на общей картине сигнала СЭ. Вместе с тем расстояние между провалами на временной шкале не зависит от времени включения МИ, а определяется только амплитудой МИ. Понятно, что при соответствующем увеличении амплитуды (площади) МИ мы должны наблюдать на сигнале эха три или более провалов. Приведенные выше рассуждения очень хорошо подтверждаются экспериментально (см. рис. 4).

Мы видим, что при увеличении времени включения МИ с шагом 3 нс минимум на рис. 4а также перемещается с шагом 3 нс. Точно также сдвигаются два минимума на рис. 4б при изменении времени включения МИ площадью 2π . Еще раз подчеркнем следующее важное обстоятельство: если МИ можно считать прямоугольным (фронты импульса значительно короче его длительности), то расстояние между соседними минимумами не зависит от времени включения магнитного импульса и определяется только его амплитудой. Из рис. 3с становится понятным, что если при неизменной длительности МИ мы увеличим (уменьшим) его амплитуду, то автоматически уменьшится (увеличится) временной интер-

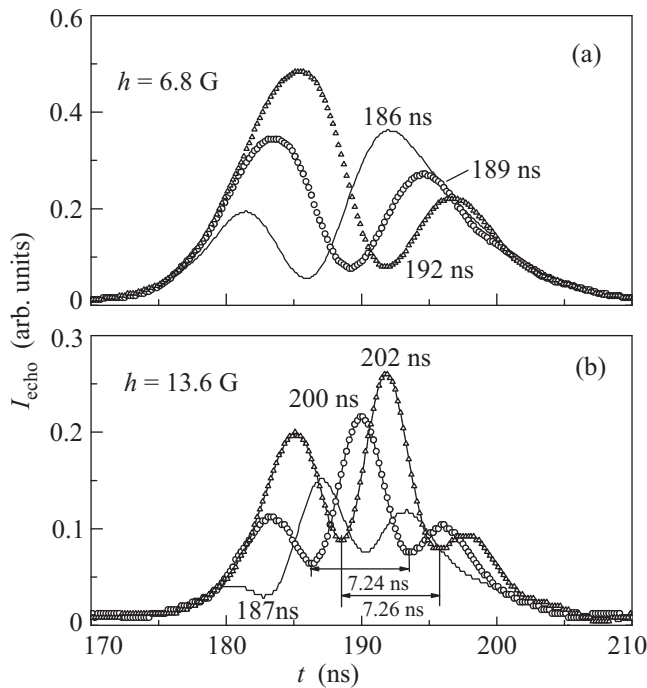


Рис. 4. Сигнал СЭ в кристалле $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$. (а) – Форма сигнала СЭ в зависимости от времени включения магнитного π -импульса (МИ длительностью 15 нс с амплитудой 6.8 Гс, что соответствует площади, приводящей к разности фаз π [1]). (б) – Форма сигнала СЭ при подаче МИ вдвое большей амплитуды (магнитного 2π -импульса)

вал $t(\pi)$ между минимумами. Таким образом, если в сигнале эха при подаче магнитного импульса наблюдаются два или более минимума, то независимо от их числа при известной амплитуде магнитного поля временной интервал между соседними минимумами с высокой точностью позволяет определить площадь магнитного π -импульса.

Если МИ имеет форму гауссиана, то сравнивая его с прямоугольным импульсом одинаковой амплитуды и одинаковой площади (условно равной 2π), нетрудно убедиться в том, что для гауссиана расстояние между минимумами сигнала СЭ оказывается больше примерно на 10%. Если 2π -импульс не прямоуголен, но имеет плоскую вершину, длительность которой в сочетании с амплитудой импульса дает площадь, равную или превышающую π , то можно пренебречь поправками, которые возникают в случае МИ гауссовой формы. В нашем случае длительность условно плоской вершины МИ составляет порядка 6 нс, что при амплитуде 13.6 Гс дает величину, близкую к площади π -импульса. Поэтому с достаточной степенью точности поправками можно пренебречь.

В чем преимущество определения разности g -факторов по форме сигнала СЭ?

Стандартные генераторы наносекундных импульсов плохо работают на индуктивную нагрузку и, кроме того, имеют небольшую выходную амплитуду. Амплитуду импульсов используемого нами лавинного генератора реально менять только ступенчатым аттенуатором. Менять амплитуду путем изменения напряжения питания лавинного генератора можно только в очень небольших пределах. Поэтому точки на рисунках в [1], показывающие модуляцию сигнала эха в зависимости от амплитуды импульсного магнитного поля, приведены с шагом 1 дБ, а для образца $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$, который считался контрольным, даже с шагом 2 дБ. Этого явно недостаточно для определения с хорошей точностью g -факторов. Однако различные варианты уменьшения шага изменения амплитуды связаны с сильным затягиванием процесса измерений.

Если же исходить из анализа формы сигнала СЭ, о чем мы говорили выше, то с гораздо большей точностью мы получаем значения разности g -факторов уже по одной-единственной осциллограмме. Во-первых, плотность точек на осциллограмме достаточно высока. Во-вторых, нам совершенно не обязательно менять или подбирать амплитуду импульсов магнитного поля. Достаточно, чтобы на наблюдаемом сигнале эха было два или более минимума. Расстояние между этими минимумами позволяет автоматически определить площадь магнитного импульса, вызывающего набег фазы, равный π .

Теперь обратимся к экспериментальным результатам. Поскольку при углах между первым и вторым лазерными импульсами $\sim 5^\circ$ область перекрытия лучей в образце составляет несколько миллиметров, в соленоиде для $\text{LuLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ расчетная величина магнитного поля при токе 1 А будет равна 22.16 Гс на расстоянии ± 1 мм от центра пересечения лучей. Измеренная величина амплитуды тока через соленоид равна 1.232 А. Поскольку катушки соленоида соединены параллельно, это соответствует амплитуде магнитного поля $h = 13.65$ Гс. Расстояние между минимумами на рис. 4б составляет в среднем 7.25 нс. Отсюда площадь π -импульса равна 98.96 Гс·нс. Воспользовавшись выражениями, приведенными в [1], находим значения g -фактора возбужденного состояния иона эрбия в LuLiF_4 :

$$g_{g\parallel} = 3.09,$$

$$ht_h = 49.48 \text{ G} \cdot \text{ns},$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial h} = \frac{1}{4ht_h} 0.0051 (\text{G} \cdot \text{ns})^{-1},$$

$$g_{e\parallel} = g_{g\parallel} + 2 \cdot 10^9 \frac{\partial \nu}{\partial h} \frac{2\pi\hbar}{\beta} = 10.27.$$

$$g_{g\parallel} = 3.14,$$

Это значение несколько меньше величины $g_{e\parallel} = 10.4$, полученной нами в [1] по осцилляциям сигнала эха.

Теперь посмотрим, к каким результатам приводит анализ формы сигнала в случае кристалла $\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ (см. рис. 5а). В соленоиде для

$$ht_h = 52.7 \text{ G} \cdot \text{ns},$$

$$g_{e\parallel} = g_{g\parallel} + 2 \cdot 10^9 \frac{\partial \nu}{\partial h} \frac{2\pi\hbar}{\beta} = 9.88.$$

Полученное значение $g_{e\parallel}$ находится в хорошем согласии со значением $g_{e\parallel} = 9.84$, приведенным в работе [3].

В этом образце мы провели также более точные по сравнению с [1] (с шагом 1 дБ) измерения зависимости сигнала СЭ от площади МИ (см. рис. 5б). Но даже шаг 1 дБ ($\sim 12\%$ от величины) не позволяет говорить о высокой точности определения g -факторов.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. В нулевом постоянном магнитном поле включение слабых наносекундных импульсов магнитного поля одновременно с возникновением сигнала СЭ приводит к модуляции формы сигнала эха. Форма сигнала эха зависит от длительности и амплитуды МИ и связана с величинами зеемановских расщеплений иона эрбия. Это позволяет, во-первых, определить разность g -факторов основного и возбужденного состояний иона эрбия и, во-вторых, фактически запрограммировать оптический отклик среды в режиме фотонного эха.

Следует отметить, что программируемое изменение временной формы эхо-импульса должно наблюдаться в любом методе эхо-спектроскопии в присутствии импульсного возмущения, расщепляющего частоты переходов двух или более подгрупп эхо-активных ионов и подаваемого во время излучения импульса эха.

Авторы выражают благодарность Ю.И. Таланову за предоставление миниатюрного датчика Холла. Работа была поддержана грантами РФФИ #10-02-00004, 11-02-00040а, 12-02-90000Бел.а и Программой ОФН РАН "Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее применение".

1. V. N. Lisin, A. M. ShegEDA, and K. I. Gerasimov, JETP Lett. **95**(2), 61 (2012).
2. K. D. Merkel and W. R. Babbitt, Optics Communications **128**, 136 (1996).
3. J. P. Sattler and J. Nemanich, Phys. Rev. B **4**, 1 (1971).

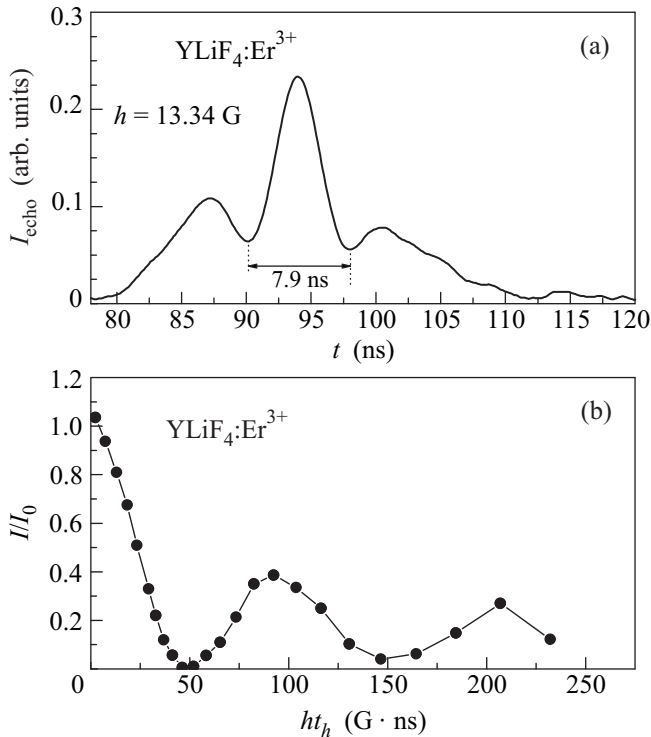


Рис. 5. (а) – Форма сигнала СЭ при подаче магнитного 2π -импульса в момент времени 94 нс. (б) – Зависимость сигнала СЭ от площади МИ, поданного в промежутке времени между первым и вторым лазерными импульсами

$\text{YLiF}_4:\text{Er}^{3+}$ расчетная величина магнитного поля при токе 1 А будет равна 23 Гс на расстоянии ± 1 мм от центра пересечения лучей. Измеренная величина амплитуды тока через соленоид равна 1.16 А. Поскольку катушки соленоида соединены параллельно, это соответствует амплитуде магнитного поля $h = 13.34$ Гс. Расстояние между минимумами на рис. 5а составляет 7.9 нс. Отсюда площадь π -импульса равна 105.4 Гс·нс. В результате находим значения g -фактора возбужденного состояния иона эрбия в YLiF_4 :