Том 151, кн. 1

Физико-математические науки

2009

УДК 535.41+537.228.5

МНОГОКАНАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В РЕЖИМЕ ФОТОННОГО ЭХА В УСЛОВИЯХ КОНТРОЛИРУЕМОГО НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

Д.А. Христофорова, А.А. Калачёв

Аннотация

В статье проанализированы возможности многоканальной записи и считывания информации в примесных твёрдотельных средах с контролируемым неоднородным уширением, когда разделение каналов происходит за счёт перераспределения ионов по частоте в пределах резонансной линии при изменении внешнего поля. Показано, что в неупорядоченных средах (например, примесных стеклах) многоканальный обмен информацией возможен при использовании внешнего однородного электрического поля за счёт изменения его ориентации. Произведен расчет максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Ключевые слова: фотонное эхо, оптическая память, эффект Штарка.

Введение

Хорошо известно, что фотонное эхо предоставляет широкие возможности для оптической обработки информации [1]. В последние годы интерес к этому явлению вновь возрос в связи с разработками в области квантовой оптической памяти (см. обзор [2]). Устройства, способные запоминать и воспроизводить квантовые состояния электромагнитного поля, являются необходимыми элементами оптических квантовых компьютеров [3] и квантовых повторителей [4]. Одним из перспективных подходов к проблеме является запись и считывание квантовых состояний света в системах с контролируемым неоднородным уширением резонансного перехода [5-7], что является разновидностью квантовой памяти на основе фотонного эха [8]. Основным преимуществом данного подхода является возможность записи и считывания квантовых состояний без использования дополнительных лазерных импульсов, контролирующих систему, что существенно упрощает постановку эксперимента [9–11]. В качестве носителей информации предлагается использовать примесные кристаллы или стекла, активированные редкоземельными ионами, в которых можно управлять неоднородным уширением с помощью внешнего электрического поля за счёт линейного эффекта Штарка (см. обзор [12]). Если дипольные моменты примесных центров ориентированы одинаково, то необходимое неоднородное уширение создается при помощи внешнего пространственно неоднородного поля. В противном случае, когда речь идет о неупорядоченных средах (например, примесных стеклах) и случайной ориентации дипольных моментов, достаточно прикладывать внешнее однородное поле. В настоящей работе рассматривается именно второй вариант и анализируется возможность многоканальной обработки информации в режиме фотонного эха за счет изменения ориентации внешнего однородного поля.

1. Многоканальные запись и считывание информации

Как известно, формирование откликов фотонного эха содержит два необходимых этапа: расфазирование осциллирующих дипольных моментов оптических центров и их последующее сфазирование, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Если указанные процессы происходят в разных условиях, то нарушается обратимость процесса расфазировки дипольных моментов и генерация отклика фотонного эха подавляется. Для такого «запирания» откликов фотонного эха удобно использовать внешнее электрическое поле [13, 14], воздействие которого приводит к случайному сдвигу или расщеплению исходных спектральных пакетов (монохромат) неоднородно уширенной резонансной линии. Величина частотных сдвигов, очевидно, должна превышать величину однородного уширения резонансной линии Годн. В зависимости от соотношения величины частотных сдвигов и исходного неоднородного уширения (без поля) $\Gamma_{\rm неодн}$, можно выделить два важных случая: слабое внешнее поле и сильное внешнее поле. В первом случае перераспределение ионов по частоте при воздействии внешнего поля мало по сравнению с имеющимся неоднородным уширением. Поэтому воздействие внешнего поля проявляется на временах, меньших, чем $T_2 = 1/\pi\Gamma_{\text{одн}}$, но больших, чем $T_2^* = 1/\pi\Gamma_{\text{неодн}}$. Во втором случае, наоборот, перераспределение ионов по частоте велико по сравнению с имеющимся неоднородным уширением и проявляется на временах, меньших, чем T_{2}^{*} .

Обработка информации в оптических эхо-процессорах осуществляется, как правило, в режиме стимулированного фотонного эха (С Φ Э) [1]. Рассмотрим формирование откликов СФЭ в неупорядоченной среде в присутствии внешнего однородного электрического поля. Как было отмечено выше, неупорядоченность среды в данном случае означает случайную ориентацию дипольных моментов оптических центров, так что для перераспределения ионов по частоте достаточно прикладывать внешнее пространственно однородное поле. Чтобы запереть сигнал СФЭ в такой системе, необходимо во время считывания информации изменить ориентацию или величину внешнего поля по сравнению с теми, которые использовались при записи. Более того, каждая конфигурация внешнего поля будет создавать своё неоднородное уширение, что можно использовать для многоканального обмена информацией в режиме фотонного эха¹. Можно сказать, что к известным методам разделения каналов с использованием временного, частотного, пространственного и поляризационного кодирований добавляется ещё один, основанный на кодировании неоднородного уширения [13, 14]. Каждое неоднородное уширение поддерживает свой канал обработки информации, допуская использование в нём всех остальных методов разделения каналов.

Используя стандартные методы расчета эхо-сигналов [1] и пренебрегая процессами релаксации, получаем, что напряженность поля отклика СФЭ при наличии внешнего поля пропорциональна выражению

$$E_{C\Phi\Im} \sim \int_{0}^{\pi} \exp(-i(\tau_{12}\Delta\mu\Delta E/\hbar)\cos\theta) \,d\theta = 2\pi J_0(a(\tau_{12})),\tag{1}$$

где $J_0(a)$ – функция Бесселя первого рода, $a(\tau) = \tau \Delta \mu \Delta E / \hbar$, τ_{12} – временной интервал между первыми двумя возбуждающими импульсами, $\Delta \mu$ – модуль разности дипольных моментов основного и возбужденного состояний оптических центров,

¹Аналогичная ситуация, очевидно, получается и при использовании различных пространственно неоднородных полей независимо от степени упорядоченности дипольных моментов.

 ΔE — модуль разности внешних полей, которые используются во время записи и считывании информации, θ — угол между направлениями векторов, описывающих разность дипольных моментов и разность внешних полей. Таким образом, для интенсивности отклика СФЭ получаем:

$$I_{\mathcal{C}\Phi\mathfrak{B}} \sim |E_{\mathcal{C}\Phi\mathfrak{B}}|^2 \sim J_0^2(a(\tau_{12})).$$

$$\tag{2}$$

Если значение величины $a(\tau_{12})$ достаточно большое, то интенсивность отклика существенно уменьшается, то есть происходит «запирание» информации при считывании её в режиме СФЭ. Более точно, для подавления откликов СФЭ необходима такая разность ΔE , которая соответствует первому нулю функции Бесселя $a(\tau_{12}) = 2.4$. Если разность полей достигается поворотом на угол α , то есть $\Delta E = E \sin \alpha$, то минимальный угол поворота поля, при котором возможно запирание информации, получается равным $\sin \alpha = 2.4\hbar/(\tau_{12}\Delta\mu E)$. Наконец, поскольку $\sin \alpha \leq 1$, получаем, что отклик СФЭ подавляется при выполнении следующего условия:

$$\tau_{12}\Delta\mu E/\hbar \ge 2.4.\tag{3}$$

Чем больше напряженность внешнего электрического поля, тем быстрее происходит расфазировка и подавление сигнала СФЭ. Однако если между считывающим импульсом и сигналом СФЭ проходит достаточно большой интервал времени τ_{12} , то нет необходимости в быстрой расфазировке и можно использовать более слабые поля. Многоканальная обработка информации становится возможной, если $\sin \alpha \ll 1$. При этом число каналов получается равным $N \approx 2\pi/\alpha = 2.6\tau_{12}\Delta\mu E/\hbar$. Таким образом, одновременное увеличение внешнего поля и интервала времени, в течение которого необходимо запереть информацию, увеличивает число доступных каналов.

Из вышеизложенного следует, что уменьшение интенсивности отклика С $\Phi \Im$ получается лишь в моменты времени, определяемые нулями функции Бесселя. Если длительность сигнала СФЭ мала по сравнению с периодом осцилляций бесселевой функции, то можно считать, что информация запирается полностью. В противном случае форма сигнала СФЭ модулируется по закону $E_{C\Phi\ni}(t)J_0(t-t_3)$, где t_3 – время воздействия третьего (считывающего) возбуждающего импульса, который предполагается коротким. Таким образом, в случае продолжительных сигналов СФЭ можно наблюдать существенное уменьшение энергии сигнала (что соответствует запиранию информации) только при больших значениях параметра a, то есть при больших напряженностях внешнего поля или интервалов между возбуждающими импульсами. Если речь идёт о нескольких каналах, то в любой реальной ситуации, соответствующей конечным значениям параметра а, при считывании информации в одном канале будет просачиваться информация, записанная в остальных каналах, создавая шум. Чем больше число используемых каналов, тем больше получается уровень шума. Таким образом, возникает задача определения максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Средняя мощность шума при считывании в окне [t, t + T] (мощность запертых сигналов) равна

$$P_{\text{myM}} = P_0 \frac{N-1}{T} \int_{0}^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau, \qquad (4)$$

где P_0 – средняя мощность сигнала при считывании, N – число каналов, T – длительность отклика СФЭ (окна считывания), начало генерации которого приходится на момент времени t, отсчитываемый от третьего импульса. Поэтому для отношения «сигнал/шум» получаем:

$$SNR = \frac{P_0}{P_{\text{шум}}} = \frac{T}{(N-1) \int_{0}^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau}.$$
(5)

Если выдвигается требование, что $SNR \ge p$, где p – минимальное допустимое значение отношения «сигнал/шум», то есть значение, при котором достигается достаточно хорошая распознаваемость считываемого сигнала, то приходим к следующей оценке максимального числа каналов:

$$(N-1)_{\max} = \frac{T}{p \int_{0}^{t+T} [J_0(a(\tau))]^2 d\tau}.$$
(6)

При больших значениях аргумента $J_0^2(x) \approx (2/\pi x) \cos^2(x - \pi/4)$, так что интеграл в знаменателе (6) вычисляется по формуле

$$\int \cos^2(x)/x \, dx = \frac{1}{2} \ln|x| + \frac{1}{2} \operatorname{ci}(2x),$$

где ci(x) = $\int \cos(x)/x \, dx$. Поскольку $\lim_{x \to \infty} \operatorname{ci}(x) = 0$, то основной вклад в интеграл даёт логарифмическая функция, поэтому в итоге получим

$$(N-1)_{\max} = \frac{\pi a(T)}{p \ln |(1+T/t)|},\tag{7}$$

Чем больше минимально допустимое отношение «сигнал/шум» p, тем меньше число возможных каналов N. Соотношение между этими величинами полностью определяется величиной произведения (N-1)p, которое, в свою очередь, зависит от двух безразмерных величин a(T) и T/t по формуле (7). Первая величина $a(T) = T\Delta\mu\Delta E/\hbar$ описывает расфазировку диполей за время считывания T, поскольку $\Delta\mu\Delta E/\hbar$ есть максимальный штарковкий частотный сдвиг. Вторая величина T/t есть отношение длительности сигнала СФЭ к интервалу между ним и считывающим импульсом. Общая зависимость, описываемая формулой (7), проиллюстрирована на рис. 1. Из рисунка видно, что при заданной длине окна считывания T чем больше величина штарковского сдвига $\Delta\mu\Delta E/\hbar$ и чем больше задержка окна считывания t, тем больше каналов можно использовать. Увеличение окна считывания приводит к существенному увеличению числа каналов только при соответствующем увеличении времени задержки.

Заключение

В данной работе исследована возможность многоканальной записи и считывания информации в системах с контролируемым неоднородным уширением, когда разделение каналов происходит за счёт перераспределения ионов по частоте в пределах резонансной линии при изменении внешнего поля. Показано, что в неупорядоченных средах многоканальный обмен информацией можно организовать, прикладывая внешнее однородное электрическое поле и меняя его ориентацию. Каждое значение угла поворота внешнего поля будет создавать свое неоднородное уширение, а именно: свой канал записи, хранения и считывания информации.



Рис. 1. Зависимость величины $(N-1)_{\max}p$ от параметра расфазировки a(T) и отношения времен T/t, рассчитанная по формуле (7)

Кроме того, произведен расчет максимально допустимого числа каналов, обеспечивающего заданное отношение «сигнал/шум» при считывании информации в одном канале.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-00206-а), программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и гранта президента РФ ВНШ РФ (№ НШ 2965.2008.2).

Summary

D.A. Khristoforova, A.A. Kalachev. Multi-Channel Processing of Information in the Regime of Photon Echo with Controlled Non-Homogeneous Broadening.

The possibilities of multi-channel storage and read-out of information in impure solids with controlled non-homogeneous broadening is analyzed. The division of channels is achieved by redistribution of the ions within a resonant line under application of an external field. It is shown that in random media (such as impure glasses) the multi-channel processing of information is possible by the use of a spatially homogeneous external field with variable orientation. The maximum number of channels for a given signal-to-noise ratio is estimated.

Key words: photon echo, optical memory, Stark effect.

Литература

- 1. *Калачев А.А., Самарцев В.В.* Когерентные явления в оптике. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2003. 280 с.
- Tittel W., Afzelius M., Cone R.L., Chaneliére T., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M. Photon-echo quantum memory // Quantum Physics. – URL: http://arxiv.org/PS_cache/ arxiv/pdf/0810/0810.0172v1.pdf (arXiv:0810.0172v1 [quant-ph]).
- Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits // Rev. Mod. Phys. - 2007. - V. 79. - P. 135-174.

- Briegel H.-J., Dür W.J., Cirac J.I., Zoller P. Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication // Phys. Rev. Lett. - 1998. - V. 81. -P. 5932-5935.
- Moiseev S.A., Kröll S. Complete Reconstruction of the Quantum State of a Single-Photon Wave Packet Absorbed by a Doppler-Broadened Transition // Phys. Rev. Lett. - 2001. -V. 87. - P. 173601.
- Nilsson M., Kröll S. Solid state quantum memory using complete absorption and reemission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles // Opt. Commun. - 2005. - V. 247. - P. 393-403.
- Kraus B., Tittel W., Gisin N., Nilsson M., Kröll S., Cirac J.I. Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening // Phys. Rev. A. - 2006. - V. 73. - P. 020302(R).
- Кессель А.Р., Моисеев С.А. Время-задержанная самоинтерференция фотона // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – V. 58. – Р. 77–81.
- Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B. Photon Echoes Produced by Switching Electric Fields // Phys. Rev. Lett. - 2006. - V. 96. - P. 043602.
- Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B. Coherent information storage with photon echoes produced by switching electric fields // J. Lumin. - 2007. - V. 127. -P. 94-97.
- Hètet G., Longdell J.J., Alexander A.L., Lam P.K., Sellars M.J. Electro-Optic Quantum Memory for Light Using Two-Level Atoms // Phys. Rev. Lett. - 2008. - V. 100. -P. 023601.
- Macfarlane R.M. Optical Stark spectroscopy of solids // J. Lumin. 2007. V. 125. -P. 156-174.
- Kalachev A.A., Samartsev V.V., Nefediev L.A., Zuikov V.A. Information locking in optical memory devices based on photon echo // Proc. SPIE. - 1997. - V. 3239. -P. 373-378.
- Калачев А.А., Нефедьев Л.А., Зуйков В.А., Самарцев В.В. «Запирание» долгоживущего фотонного эха в присутствии неоднородного электрического поля // Оптика и спектроскопия. – 1998. – Т. 84. – С. 811–815.

Поступила в редакцию 11.02.09

Христофорова Дарья Анатольевна – студент кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета.

E-mail: daria.khr@mail.ru

Калачёв Алексей Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института имени Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: kalachev@kfti.knc.ru