

УДК 535.2

## ТРЕХИМПУЛЬСНОЕ НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО И КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ

© 2012 В.А. Решетов, Е.Н. Попов

Тольяттинский государственный университет

Поступила в редакцию 25.01.2012

В работе рассматриваются поляризационные свойства трёхимпульсного некогерентного фотонного эха. Теоретически предсказана возможность длительного хранения квантовой информации в поляризационной матрице плотности второго некогерентного импульса. Максимальной эффективностью при воспроизведении некогерентного сигнала обладает трёхимпульсное эхо на переходе  $1 \leftrightarrow 1$ . Полученный результат позволяет построить квантовый ретранслятор для передачи сигналов на большие расстояния. Также предложен способ логической обработки квантовой информации, где управление осуществляется третьим импульсом.

Ключевые слова: трёхимпульсное фотонное эхо, стимулированное фотонное эхо, квантовая память.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди возможных способов хранения и обработки информации рассматривается фотонное эхо, образованное тремя лазерными импульсами [1]. При этом сигнал эха, рождаемый средой после третьего лазерного импульса, повторяет форму второго. Это явление продемонстрировало возможность записи переносимой вторым импульсом информации в память атомов активной среды. Свойства памяти трёхимпульсного фотонного эха распространяются также на случай некогерентных импульсов [2]. Теоретически можно предположить: замена второго классического импульса на некогерентный импульс позволит записывать и воспроизводить квантовую информацию с помощью трёхимпульсного фотонного эха. Информация “кодируется” в суперпозицию двух поляризаций входящего в среду некогерентного сигнала, полевой оператор которого обозначим  $\hat{e}$ . Математически поляризационную квантовую информацию можно задать выражением:

$$\hat{e} = e^{a1} \hat{c}_1 + e^{a2} \hat{c}_2,$$

где  $e^{ai}$  – амплитуда поля  $i$ -той поляризации, а  $\hat{c}_i$  – нормированный на единицу оператор поля, содержащий информацию о статистических и поляризационных свойствах сигнала.

$\begin{pmatrix} e^{a1} \\ e^{a2} \end{pmatrix}$  – квантовый поляризационный кубит

Целью исследования является теоретическое обоснование возможности и эффективности использования трёхимпульсного фотонного эха на переходе с изменением углового момента  $1 - 1$  для хранения и обработки квантовой информа-

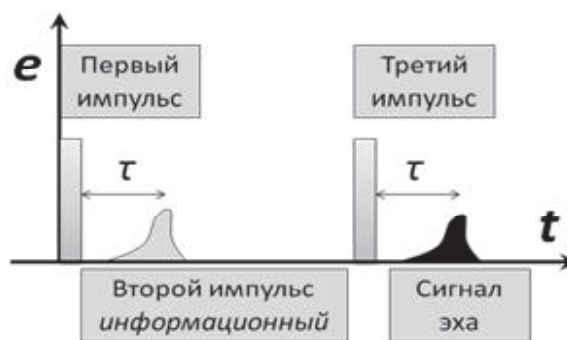


Рис. 1. Схема трёхимпульсного фотонного эха

ции. Одна из главных задач квантовой информатики – это обеспечение безопасности хранимой и обрабатываемой информации. В работе впервые предложен способ записи и воспроизведения однофотонных сигналов, не зависящий от их поляризации. Как следствие, первый и третий лазерные импульсы не дают сведений о состоянии обрабатываемого сигнала, а непосредственно “прочитать” некогерентный сигнал трудно в силу принципа квантового разрушения. Таким образом, исследование может быть применимо при создании “квантовых ретрансляторов” – quantum repeater [3]. Трёхимпульсное эхо предполагает большой интервал времени между вторым и третьим импульсами, что говорит о возможности хранения сразу нескольких сигналов (пакетное хранение информации).

При проведении исследования было уделено внимание не только хранению, но и обработке сигналов. В работе обоснована принципиальная возможность осуществления трёх логических операций: И, ИЛИ, НЕТ на основе трёхимпульсного фотонного эха. Режим необходимой логической операции можно “переключить”, меняя площадь третьего импульса. Такая гибкость системы позволяет строить целые ком-

Решетов Владимир Александрович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры общей и теоретической физики. E-mail: vareshetov@tlt.su.ru  
 Попов Евгений Николаевич, аспирант кафедры “Общая и Теоретическая физика”. E-mail: ENP-tion@yandex.ru

плексы обработки квантовой информации, легко настраиваемые под конкретные задачи. Заметим, что практическая значимость систем обработки квантовой информации заключается в её эффективности при моделировании процессов, для описания которых требуется математический аппарат квантовой механики.

## 2. ТРЁХИМПУЛЬСНОЕ НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО

Помимо “обычного”, двухимпульсного эха существует ещё трёхимпульсное (стимулированное) фотонное эхо. Его природа также объясняется процессами доплеровской релаксации. Качественно отклик среды на действие трёх последовательных электромагнитных импульсов можно объяснить так:

1. Первый лазерный импульс, резонансный энергетическому переходу двухуровневых атомов среды, создаёт оптическую когерентность на переходе с изменением углового момента  $J_a \leftrightarrow J_b$ . Когерентность быстро затухает под действием неоднородной доплеровской релаксации – дипольные моменты атомов накапливают фазу в зависимости от скорости их перемещения (скорость задаётся распределением Максвелла).

2. Второй импульс переводит часть атомов только на верхний уровень или только на нижний уровень. Их дипольные моменты обращаются в ноль, в силу чего доплеровская релаксация перестаёт влиять на фазы этих атомов. Таким образом, в интервале времени между вторым (информационным) и третьим лазерными импульсами фазовая функция распределения остаётся неизменной. Информация “хранится” в среде.

3. Третий импульс снова создаёт оптическую когерентность, но с обратным направлением фазировки атомных диполей. Через промежуток времени, равный интервалу между первым и вторым импульсами, дипольные моменты атомов, участвующих в формировании эха, вернуться в первоначальное состояние и будут иметь одинаковую фазу. В среде возникнет макроскопическая поляризация, и мы пронаблюдаем сигнал трёхимпульсного эха.

### 2.1. Эволюция атомно-полевого оператора в представлении Гейзенберга под действием трёх импульсов

Для изучения эволюции системы в поле лазерного импульса и под действием процессов релаксации введём атомный оператор  $\hat{R}$ . Элементы атомного оператора эквивалентны матрице плотности двухуровневого атома. В представлении Гейзенберга атомный оператор зависит от

времени по формуле:

$$\hat{R}(t) = \hat{S}^+(t)\hat{R}(0)\hat{S}(t), \quad (1)$$

где  $\hat{S}$  – унитарный оператор эволюции системы [4]. Оператор эволюции удобно разбить на блоки, чтобы выделить слагаемые, участвующие в образовании сигнала трёхимпульсного эха. Действие первого импульса, создающего оптическую когерентность:

$$\hat{R}^{ab}(t_1) = (\hat{S}(t_1)^+)^{aa} \hat{R}^{aa}(0) (\hat{S}(t_1))^{ab}. \quad (2)$$

В промежутке времени между первым и вторым импульсами под действием доплеровской релаксации недиагональные элементы атомного оператора приобретают фазы:

$$\hat{R}^{ab}(t) = (\hat{S}(t_1)^+)^{aa} \hat{R}^{aa}(0) (\hat{S}(t_1))^{ab} e^{-\gamma^{(a)}t - i\delta t}. \quad (3)$$

Действие второго некогерентного информационного импульса запишется в виде:

$$(\hat{R}_f^{bb})_q(t_2) = (l^*)_q (\hat{S}_q(t_2)^+)^{ba} \hat{R}^{ab}(t_1) (\hat{S}_q(t_2))^{bb} e^{-\gamma^{(b)}t_2 - i\delta t_2}, \quad (4)$$

$$(\hat{R}_f^{aa})_q(t_2) = (l^*)_q (\hat{S}_q(t_2)^+)^{aa} \hat{R}^{ab}(t_1) (\hat{S}_q(t_2))^{ba} e^{-\gamma^{(a)}t_2 - i\delta t_2}, \quad (4a)$$

где  $q$  – это индексы ортогональных компонент поляризации второго импульса, а  $(l^*)_q$  – круговые компоненты единичных векторов поляризации (10). Поскольку поле второго импульса является некогерентным (одnofотонным), то система будет описываться уже не атомным, а атомно-полевым оператором  $\hat{R}_f$ . В длительном промежутке времени между вторым и третьим импульсами атомы будут распадаться без изменения фазы. Изменение атомного оператора можно описать с помощью супероператора  $\hat{L}^{\alpha\beta}\{\hat{R}_f\}$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  – индексы элемента атомно-полевого оператора после распада. Поскольку интерес представляют только компоненты чисто населённых атомов, то будем рассматривать супероператоры  $\hat{L}^{aa}\{\hat{R}_f\}$  и  $\hat{L}^{bb}\{\hat{R}_f\}$ . Вид оператора релаксации подробно рассмотрен в пункте 2.3. Пока ограничимся только фактом его существования. Итак, после релаксации атомно-полевой оператор примет вид:

$$\hat{R}_f^{bb}(t_s) = \hat{L}^{bb}\{\hat{R}_f^{bb}(t_2)\}, \quad (5)$$

$$\hat{R}_f^{aa}(t_s) = \hat{L}^{aa}\{\hat{R}_f^{bb}(t_2)\} + \hat{L}^{aa}\{\hat{R}_f^{aa}(t_2)\}. \quad (5a)$$

Действие третьего импульса, так же как и первого, описывается операторами эволюции системы:

$$\hat{R}^{ba}(t_3) = A + B, \quad (6)$$

$$A = (\hat{S}(t_3)^+)^{ba} \hat{R}_f^{aa}(t_s) (\hat{S}(t_3))^{aa}, \quad (6a)$$

$$B = (\hat{S}(t_3)^+)^{bb} \hat{R}_f^{bb}(t_s) (\hat{S}(t_3))^{ba}. \quad (6b)$$

Доплеровская релаксация среды после третьего импульса вернёт фазы атомов в первоначальное состояние.

чальное состояние:

$$\widehat{R}^{ba}(t') = \widehat{R}^{ba}(t_3)e^{-\gamma^{(2)}t'+i\delta t'}, \quad (7)$$

где  $t' = t - \frac{c}{z} - t_1 - \tau - t_2 - \tau_s - t_3$ .

Итак, используя формулы (1-7) можно определить состояние среды в момент возникновения сигнала трёхимпульсного эха.

## 2.2. Замена второго классического импульса на квантовый некогерентный

Для представления электромагнитного поля второго, некогерентного импульса воспользуемся оператором медленноменяющейся амплитудой электрического поля  $\widehat{e}_q$  в Гейзенберговском представлении, в котором также заключены статистические и поляризационные свойства. Индекс у оператора поля показывает его компоненту поляризации.

Второй (некогерентный) импульс можно считать достаточно слабым. Оператор эволюции для него имеет простой вид:

$$\widehat{S}_q = \left( e^{\frac{i\delta T}{2}} \widehat{P}_a + e^{-\frac{i\delta T}{2}} \widehat{P}_b \right) \left\{ 1 + \frac{i}{\hbar} [\widehat{f}_q^+(\delta) \widehat{d} + \widehat{f}_q(\delta) \widehat{d}^+] \right\}, \quad (8)$$

где  $\widehat{f}_q(\delta) = \frac{1}{T} \int_0^T \widehat{e}_q(\xi) e^{i\delta \xi} d\xi$ . (9)

Уравнение (9) представляет собой Фурье преобразование формы второго импульса,  $\delta$  – отстройка частоты от резонанса, вызванная доплеровским уширением спектральной линии,  $\widehat{P}_\alpha$  – оператор проектирования на подпространство уровня  $\alpha$ ,  $\widehat{d}$  – оператор дипольного момента перехода  $J_a \leftrightarrow J_b$ . В общем случае импульсы являются эллиптически поляризованными. Единичный вектор поляризации раскладывается на круговые компоненты при помощи множителей  $l_q$ :

$$l_q = \cos(\alpha) e^{-i\psi} \delta_{q,-1} - \sin(\alpha) e^{i\psi} \delta_{q,1}. \quad (10)$$

Угол  $\alpha$  является параметром формы эллипса и определяется через отношение длин осей эллипса поляризации  $R = \tan\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$ ,  $\psi$  – это угол наклона осей эллипса поляризации относительно декартовых осей.

## 2.2. Рождение сигнала трёхимпульсного эха

Для исследования сигнала эха рассмотрим зависимость поля от поляризации среды. Формула, показывающая зависимость между электрическим полем  $e$  и поляризацией среды  $p$ , может быть выведена из уравнений Максвелла. Для перехода к квантовому случаю медленноменяющиеся классические амплитуды заменены на Гейзенберговские операторы по теореме Эренфеста:

$$\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + c \frac{\partial \vec{e}}{\partial z} = i \frac{\omega}{2\varepsilon_0} \vec{p} \rightarrow \frac{\partial \widehat{e}_q}{\partial t} + c \frac{\partial \widehat{e}_q}{\partial z} = i \frac{\omega}{2\varepsilon_0} \widehat{p}_q. \quad (11)$$

$$\widehat{p}_q = n_0 \widehat{d}_q \widehat{R}_f^{ba}. \quad (12)$$

Поляризация среды определяется скалярным произведением оператора дипольного момента  $\widehat{d}_q$  и атомно-полевого оператора  $\widehat{R}_f$ ,  $z$  и  $t$  – координата протяжённой среды и время,  $n_0$  – концентрация атомов активной среды,  $\omega$  – частота перехода между уровнями. Круговые компоненты оператора дипольного момента выражаются через 3J-символы Вигнера и имеют вид:

$$\widehat{d}_q = (-1)^{J_a - m_a} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -m_a & q & m_b \end{pmatrix} V_{a, m_a} W_{b, m_b}. \quad (13)$$

Принимая среду однородной и перейдя к новым координатам  $\left( t - \frac{z}{c} \rightarrow t', \quad z \rightarrow z' \right)$ , можно существенно упростить уравнение (11):

$$\widehat{e}_q(t', v) = i \frac{kL}{2\varepsilon_0} \widehat{p}_q(t', v). \quad (14)$$

Напомним, что в уравнении (12) найдена поляризация, создаваемая дипольным моментом атомов, движущихся с определённой скоростью в конкретной точке. Для нахождения полного сигнала эха необходимо проинтегрировать поле, задаваемое уравнением (14), по атомным скоростям и объёму активной среды.

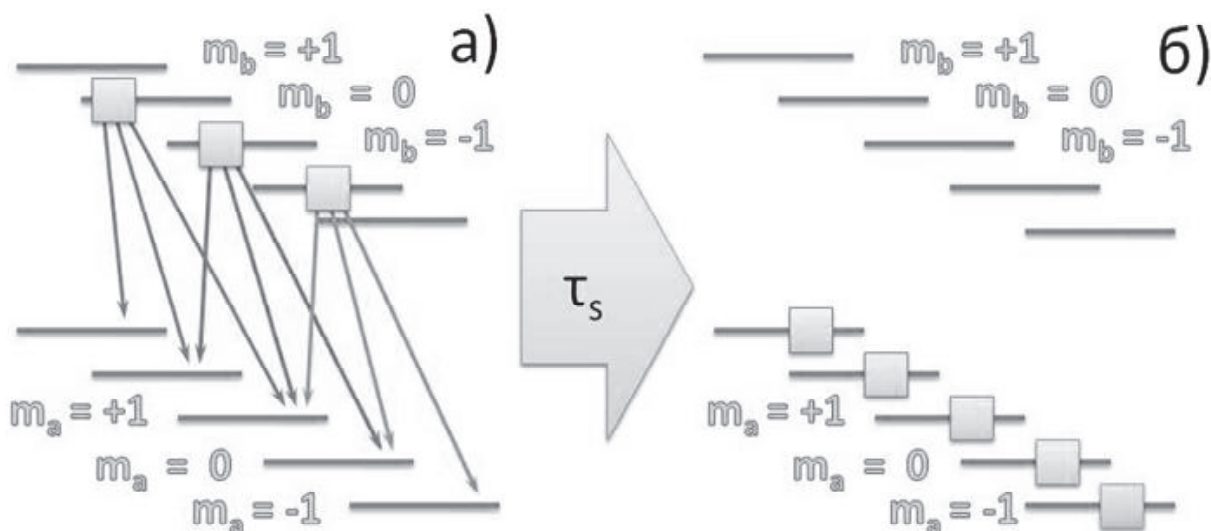
$$\widehat{e}_q(t') = i \frac{kL}{2\varepsilon_0} n_0 \sum_{q'} \int_{-\infty}^{\infty} dv f(v) (l^*)_{q'} \langle \widehat{d}_q \left( \widehat{R}_f \right)_{q'}^{ba} \rangle_A. \quad (15)$$

Проанализируем уравнение (15):

В атомно-полевого оператор, стоящий под знаком интеграла, входят две круговых компоненты поляризации второго информационного импульса. В левой части уравнения стоит одна, рассматриваемая круговая компонента поляризации сигнала эха. Таким образом, уравнение (15) связывает суперпозиционное состояние поляризации входящего сигнала и сигнала эха (выходящего). Некогерентный информационный сигнал имеет два состояния поляризации, тогда матрица преобразования, задаваемая правой частью уравнения (15), имеет ранг два.

## 2.3. Хранение квантовой информации между вторым и третьим импульсами

Особый интерес представляет процесс атомной релаксации между вторым (информационным) и третьим (опорным) импульсами. Именно в этот промежуток информация хранится в среде. В дальнейшем будем называть этот промежуток временем хранения. Поскольку квантовая информация кодируется в суперпозицию поляризационных состояний, то среда хранит её



**Рис. 2.** Распад двухуровневого атома в промежутке “времени хранения”  $\tau_s$   
 а) конфигурация населённости подуровней до распада  
 б) конфигурация населённости подуровней после распада

в виде населённостей подуровней с разной проекцией углового момента. В промежутке “времени хранения” атомы испытывают распад с верхнего уровня на нижний. Для максимальной эффективности хранения квантовой информации необходимо, чтобы при распаде конфигурация населённости верхних подуровней превращалась в новую конфигурацию населённости нижних подуровней (рис. 2). Причём новая картина населённостей нижних подуровней должна быть однозначно связана с прежней конфигурацией, только тогда можно по нижнему уровню восстановить ту картину, которая была до распада. В этом и заключается процесс хранения квантовой поляризационной информации.

При исследовании эволюции атомно-полевого оператора был введён супероператор релаксации  $\hat{L}^{\alpha\beta} \{\hat{R}_f\}$ . Разложив атомный оператор  $\hat{R}_f$  по неприводимым тензорным операторам  $\hat{T}_{kq}^{\alpha\beta}$ , можно задать явный вид супероператора релаксации:

$$\hat{L}^{aa}(t) = \sum_{\lambda, \sigma, k, q} \sqrt{\frac{2J_\lambda + 1}{2J_a + 1}} (2k + 1) \hat{T}_{kq}^{\alpha\beta} \mathbf{h}_{ab}^{(k)}(t) \text{Tr} \{ \hat{P}_b \hat{R}_f \hat{P}_b (\hat{T}_{kq}^{\lambda\sigma})^\dagger \}, \quad (16)$$

$$\mathbf{h}_{ab}^{(k)}(t) = C \frac{e^{-\gamma_b^{(k)} t} - e^{-\gamma_a^{(k)} t}}{\gamma_a^{(k)} - \gamma_b^{(k)}}, \quad (17)$$

$$C = (-1)^{1+k+J_a+J_b} \gamma_{ba} \sqrt{(2J_a + 1)(2J_b + 1)} \begin{Bmatrix} J_a & J_a & k \\ J_b & J_b & 1 \end{Bmatrix}, \quad (17a)$$

$$\hat{T}_{kq}^{\alpha\beta} = \sum_{m_\alpha, -m_\beta} (-1)^{J_\alpha - m_\alpha} \begin{pmatrix} J_\alpha & J_\beta & k \\ m_\alpha & -m_\beta & q \end{pmatrix} |J_\alpha, m_\alpha\rangle \langle J_\beta, m_\beta| \quad (18)$$

Далее сделаем допущение: промежуток времени между вторым и третьим импульсами больше времени жизни верхнего уровня, а нижний уровень является основным. Тогда атом полно-

стью распадется на нижний уровень. Для перехода  $1 \leftrightarrow 1$ , который рассматривается в данной работе, распад можно наглядно продемонстрировать с помощью двух матриц третьего ранга, элементы которых определяются атомным оператором  $\hat{R}$ . На диаграмме внизу показана конфигурация населённости верхних подуровней до распада (слева) и получившаяся спустя время хранения конфигурация населённости нижних подуровней после распада (справа). На диаграмме показан распад без учёта начальной населённости нижнего уровня, созданной вторым импульсом. Тем не менее, она учитывалась при проведении расчётов.

$$\begin{bmatrix} R_{-1}^{-1}(\hat{p}_{-1}^{-1})_a & - & R_{-1}^1(\hat{p}_{-1}^1)_a \\ - & R_0^0(\hat{p}_0^0)_a & - \\ R_1^{-1}(\hat{p}_1^{-1})_a & - & R_1^1(\hat{p}_1^1)_a \end{bmatrix} \Leftarrow \tau_s \Rightarrow \begin{bmatrix} \frac{R_{-1}^{-1} + R_0^0}{2}(\hat{p}_{-1}^{-1})_b & - & \frac{R_{-1}^1}{2}(\hat{p}_{-1}^1)_b \\ - & \frac{R_{-1}^{-1} + R_1^1}{2}(\hat{p}_0^0)_b & - \\ \frac{R_1^{-1}}{2}(\hat{p}_1^{-1})_b & - & \frac{R_0^0 + R_1^1}{2}(\hat{p}_1^1)_b \end{bmatrix}$$

$$(\hat{P}_i^j)_\alpha = V_\alpha \cdot m = i |J_\alpha, m = j|$$

### 3. КВАНТОВАЯ ПАМЯТЬ

Теоретическое исследование показало, что максимальная эффективность воспроизведения сигнала достигается при линейных поляризациях первого и третьего импульсов. Некогерентный информационный второй импульс имеет произвольную эллиптическую поляризацию. Для решения общего уравнения (15) выбран переход с изменением углового момента  $1 - 1$ . Используя формулу (15) можно представить процесс записи и воспроизведения некогерентного



сигнала с помощью матрицы преобразования:

$$e_i^{out} \hat{c}_i = A_{ll} e_i^{in} \hat{c}_i + A_{lr} e_r^{in} \hat{c}_r, \quad (19)$$

$$e_r^{out} \hat{c}_r = A_{rl} e_l^{in} \hat{c}_l + A_{rr} e_r^{in} \hat{c}_r. \quad (19a)$$

В формулах (19) in и out обозначают входящий и выходящий импульсы,  $l$  ( $q = -1$ ) и  $r$  ( $q = +1$ ) – лево и правокруговую поляризации соответственно. Элементы матрицы  $A$  определяются правой частью уравнения (15).

$$A_{ll} = A_{rr} = e_0 \sin \frac{\theta_1^2}{3} \sin \frac{\theta_3^2}{6} \left\{ 4 \sin^2 \frac{\theta_3^2}{12} - 3 \right\}, \quad (20)$$

$$A_{lr} = A_{rl} = e_0 \sin \frac{\theta_1^2}{3} \sin \frac{\theta_3^2}{6} \left\{ 2 \sin^2 \frac{\theta_3^2}{12} - 1 \right\}. \quad (20a)$$

Вид формул (20) позволяет говорить о возможности управления матрицей преобразования при помощи третьего классического импульса (рис. 3). Нетрудно проверить, что значение параметра  $\frac{\theta_3^2}{12} = \frac{\pi}{3}$  воспроизводит сигнал эха с той же самой поляризацией, что и у второго некогерентного импульса, а значение  $\frac{\theta_3^2}{12} = \frac{\pi}{4}$  меняет круговую поляризацию входящего сигнала на ортогональную.

Наибольший интерес вызывает тот факт, что поляризационными свойствами некогерентных импульсов управляют только площади первого и третьего импульсов, но не их поляризации.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых теоретических исследованиях была доказана эффективность использования трёхимпульсного некогерентного фотонного эха для хранения и обработки квантовой информации. Наиболее интересным результатом является предсказание возможности управления поляризационными свойствами входящего и выходящего квантовых сигналов только с помощью площади третьего классического импульса. Полученный результат позволяет говорить о высокой безопасности канала передачи некогерентных сигналов с помощью трёхимпульсного эха. На основе проведённых исследований может быть реализован квантовый ретранслятор.

Управление матрицей преобразования (20) входящего сигнала дало возможность эффективно менять поляризационные состояния входящих квантовых сигналов, информация которых записана в поляризационной матрице плотности. Варьируя площадь третьего классического импульса удалось найти параметры, соответствующие трём главным логическим операциям (И, ИЛИ, НЕТ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lvovsky A.I., Sanders B.C., Tittel W. Optical quantum

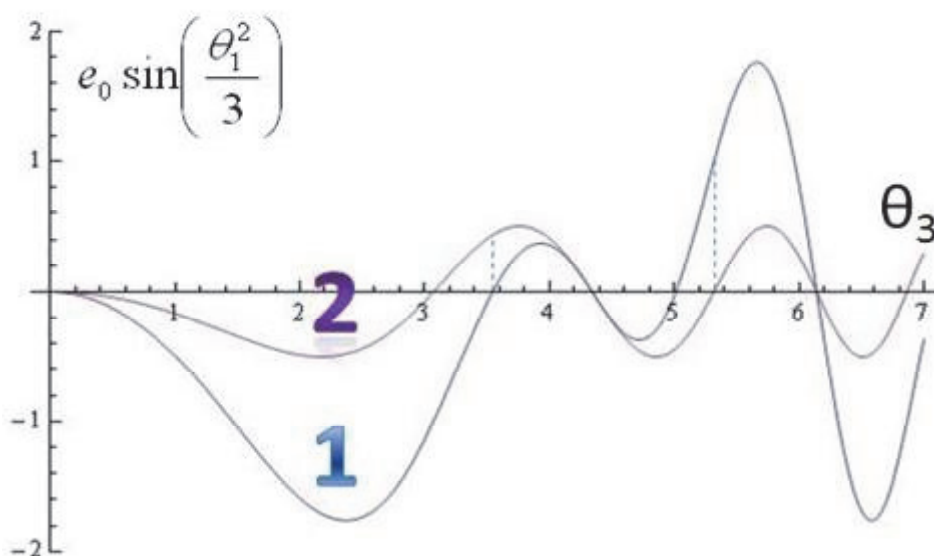


Рис. 3. Графики зависимости элементов матрицы преобразования от площади третьего импульса:  
Кривая 1 – диагональные элементы матрицы преобразования  
Кривая 2 – недиагональные элементы матрицы преобразования

- memory// Nature Photonics 3, 706 - 714 (2009).
2. *Moiseev S.A., Носков М.И.* Техника квантовой памяти на основе фотонного эха в газах // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 5. С. 783-789.
  3. Photon-echo quantum memory in solid state systems / *W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R.L. Cone, S. Krull, S.A. Moiseev, M. Sellars* // Laser & Photonics Reviews, MAR 2009.
  4. *Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Yevseyev I.V.* Polarization of collision induced photon echo in ytterbium vapour// Laser Physics Letters. MAY 2008. Volume 5. Issue 5. P. 353-356.
  5. *Евсеев И.В., Ермаченко В.М.* Поляризационные свойства фотонного эха при малых площадях возбуждающих импульсов // Письма в ЖЭТФ, 5 декабря 1978 г., Том 28. Вып. 11. С 689-692.
  6. *Скалли М.О., Зубайри М.С.* Квантовая оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003. 510 с.

### THREE-PULSED INCOHERENT PHOTON ECHO AND QUANTUM MEMORY

© 2012 V.A. Reshetov, E.N. Popov

Togliatti State University

In this article it was described polarization properties of three-pulse incoherent photon echo. Possibility of long quantum storage in polarization of second incoherent impulse is predicted. Tree-pulse on the transition with the angular momentum change  $0 - 1$  is the most effective for playback of incoherent impulse.

It gives the chance to create "quantum repeater" for long-distance communications by findings of research. Method of Quantum Logic, where third pulse is controlling variable, is proposed in the article.

Key words: three-pulse photon echo, stimulated photon echo, quantum memory.