

基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储

邓瑞婕 闫智辉 贾晓军

Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light

Deng Rui-Jie Yan Zhi-Hui Jia Xiao-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 074201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

回音壁微腔光力系统的相干控制与完全相干透射

Coherent control of whispering-gallery-mode optomechanical microresonators and perfect transparency

物理学报.2016, 65(21): 214204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214204>

基于自发辐射相干实现光学前驱场

Optical precursors via spontaneously generated coherence

物理学报.2016, 65(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104201>

金属目标原子晶格结构对其量子雷达散射截面的影响

Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section

物理学报.2015, 64(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154203>

相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究

Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels

物理学报.2015, 64(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134203>

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

物理学报.2015, 64(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

# 基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储\*

邓瑞婕<sup>1)</sup> 闫智辉<sup>1)2)†</sup> 贾晓军<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2016年8月3日收到; 2017年1月8日收到修改稿)

光场的量子存储不仅是构建量子计算机的重要基础, 而且是实现量子中继和远距离量子通信的核心部分. 由于存在不可避免的光学损耗, 光学参量放大器产生的压缩真空态光场将变为压缩热态光场, 不再是最小不确定态. 因此, 压缩热态光场的量子存储是实现量子互联网的关键. 在原子系综中利用电磁诱导透明机制能够实现量子态在光场正交分量和原子自旋波之间的相互映射, 即受控量子存储. 本文根据量子存储的保真度边界, 研究了实现压缩热态光场量子存储的条件. 量子存储的保真度边界是通过经典手段能够达到的最大保真度, 当保真度大于该边界时, 就实现了量子存储. 通过数值计算分析了不同情况下压缩热态光场的量子存储保真度边界, 以及存储保真度随存储效率的变化关系, 得到了实现量子存储的条件, 为连续变量量子存储实验设计提供了直接参考.

**关键词:** 量子存储, 压缩热态光场, 保真度

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.65.Yj

**DOI:** 10.7498/aps.66.074201

## 1 引言

非经典态是实现量子信息的核心资源<sup>[1,2]</sup>. 压缩态是非经典光场之一<sup>[3]</sup>, 在量子精密测量<sup>[4]</sup>、引力波探测<sup>[5]</sup>以及量子保密通讯等<sup>[6]</sup>方面有着广泛的应用. 此外, 将压缩态光场在光学分束器上耦合可以构建两组分以及多组分纠缠态光场<sup>[7,8]</sup>, 而纠缠态光场能够应用于量子计算和量子通讯<sup>[9,10]</sup>. 基于光学参量下转化过程的光学参量放大器(OPA)是制备压缩态光场的有效器件之一<sup>[3,11–13]</sup>.

随着量子信息的发展, 量子互联网可以实现多个用户之间绝对安全、更加高速的信息传输和处理, 因而成为目前的研究热点之一<sup>[14]</sup>. 量子互联网是由量子通道和量子节点组成的. 其中, 量子通道用来实现量子信息的传输, 量子节点用来实现量子信息的存储和处理, 以及作为不同量子通道之间的路由器. 远距离量子通讯是实现量子互联网的关键,

但是量子通道的损耗制约了其传输距离. Duan等<sup>[15]</sup>提出了基于量子存储的量子中继的概念, 利用量子存储、纠缠纯化和纠缠交换可以有效地增加量子信息的传输距离. 为了满足量子互联网的需要, 已经成功地在实验中制备出与铷原子吸收线相匹配的压缩态光场<sup>[16]</sup>. 同时, 非经典光场的量子存储是实现量子互联网的重要基础. 量子存储能够高保真度地将量子态从光场映射到存储介质中. 2000年, 哈佛大学的Lukin研究组提出利用电磁诱导透明(EIT)机制能够实现量子存储<sup>[17]</sup>, 随后他们在实验中实现了热原子系综的量子存储<sup>[18,19]</sup>. 此外, 大失谐的拉曼过程可以实现宽带量子存储<sup>[20–23]</sup>, 量子非破坏测量机制则可以同时实现量子存储和量子纠缠<sup>[24]</sup>, 而实现高效率的量子存储可以通过梯度回声机制实现<sup>[25]</sup>. 而且, 在高光学厚度的原子系综<sup>[18–25]</sup>, 腔量子电动力学系统<sup>[26]</sup>、囚禁离子系统<sup>[27]</sup>、光学晶体<sup>[28]</sup>以及超导等不同器件中<sup>[29]</sup>,

\* 国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0301402)、国家自然科学基金(批准号: 11322440, 11474190, 11304190)、霍英东教育基金、山西省自然科学基金(批准号: 2014021001)、山西三晋学者项目和山西省回国留学人员科研资助项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhyan@sxu.edu.cn

均已实现量子存储. 在连续变量量子信息领域, 除了相干态的量子存储外, 非经典光场的量子存储也是实现互联网的重要基础. 加拿大的Lvovsky研究组<sup>[30]</sup>和日本的Furusawa研究组<sup>[31]</sup>分别在热原子系综和冷原子系综中实现了压缩态的量子存储, 丹麦的Polzik研究组<sup>[32]</sup>实现了双模压缩态的量子存储.

保真度是用来描述量子系统中输出量子态和输入量子态的重叠情况的物理量, 可用于描述量子传输的质量<sup>[10,33-35]</sup>, 是评价量子存储的重要指标<sup>[36-38]</sup>. 对于压缩真空态, 人们已经给出了保真度边界, 即利用经典手段所能达到的最大保真度<sup>[34,37]</sup>. 如果传输或存储的保真度高于保真度边界, 那么就实现了量子传输或者量子存储. 但是由于光学元件存在不可避免的损耗, 简并光学参量放大器(DOPA)产生的压缩真空态光场将变为压缩热态光场. Furusawa研究组<sup>[35]</sup>开展了对于压缩热态量子传输的理论研究, Adesso等<sup>[38]</sup>研究了压缩热态量子存储的保真度边界, 分析了存储保真度边界与压缩热态纯度的关系. 在高光学厚度原子系综中, EIT机制是实现非经典光场量子存储的有效手段之一<sup>[30,31]</sup>. 本文研究了实现压缩热态光场量子存储的条件, 首先根据DOPA和EIT的理论模型, 具体计算了对于不同热态起伏和不同压缩参量的压缩热态的存储保真度边界, 然后分析了量子存储的保真度和量子存储效率的关系, 为设计高质量的非经典光场量子存储系统提供了理论依据.

## 2 理论模型

基于EIT机制的压缩热态光场的量子存储方案如图1所示. 由于存在不可避免的光学损耗, DOPA在抽运光的作用下, 产生压缩热态光场. EIT动力学过程是实现非经典光场量子存储的有效手段之一. 具有高光学厚度的原子系综可以作为存储介质, 压缩热态光场作为被储存的探针光, 在控制光的作用下, 可以实现量子态在光场和原子系综之间的相互映射. 当控制光打开时, 压缩热态光脉冲的量子态写入原子系综自旋波内; 在相干时间内关闭控制光, 量子态便存储在原子系综内; 当控制光再次打开时, 量子态即可从原子系综读出到释放光脉冲中. 水平偏振的探针光和垂直偏振的控制光通过偏振分束镜1(PBS1)耦合; 并注入原子系综. 通过原子系综的水平偏振的释放探针光透过偏

振分束镜2(PBS2)进入平衡零拍探测系统, 竖直偏振的控制光被PBS2反射过滤掉. 通过上述EIT动力学过程即可实现压缩热态光场的受控量子存储和释放.

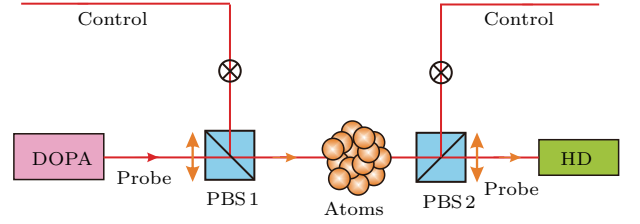


图1 基于EIT机制的压缩热态光场的量子存储方案. DOPA, 简并光学参量放大器; PBS1, 2, 偏振分束镜1, 2; HD, 平衡零拍探测系统.

Fig. 1. Scheme of EIT - based quantum memory of squeezed thermal state of light: DOPA, degenerate optical parametric amplifier; PBS1, 2, polarized beam splitter1, 2; HD, homodyne detector system.

### 2.1 压缩热态光场制备的理论模型

在量子光学中, 光场用湮灭算符 $\hat{a}$ 表示, 光场的正交振幅 $\hat{X}$ 和正交相位 $\hat{Y}$ 分别对应于湮灭算符 $\hat{a}$ 的实部和虚部( $\hat{X}_a = \hat{a} + \hat{a}^\dagger$ ,  $\hat{Y}_a = (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/i$ ). 由 $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ , 可得真空态的起伏为 $\langle \Delta^2 \hat{X}_a \rangle_{\text{vac}} = \langle \Delta^2 \hat{Y}_a \rangle_{\text{vac}} = 1$ , 我们称之为量子噪声极限. 光学参量下转换过程通常用参量增益模型来描述, 相应的哈密顿量为<sup>[39]</sup>

$$\hat{H}_1 = i\hbar\kappa A_p \hat{a}_S^\dagger \hat{a}_S^\dagger - i\hbar\kappa^* A_p^* \hat{a}_S \hat{a}_S, \quad (1)$$

其中,  $\hbar$ 代表约化普朗克常量,  $\kappa$ 代表非线性耦合系数,  $A_p$ 代表抽运光场,  $\hat{a}_S$ 代表信号光场. OPA通过光学谐振腔有效地增强了光学参量下转换过程, 是制备非经典光场的有效器件之一. 由于实验系统中存在损耗, DOPA产生压缩热态光场, 其正交振幅分量的量子噪声低于量子噪声极限, 而正交位相分量的量子噪声高于量子噪声极限. 因此, DOPA输入的压缩热态光场的正交分量起伏 $\sigma_{\text{in}}^x$ ,  $\sigma_{\text{in}}^p$ 分别表示为<sup>[35]</sup>:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{in}}^x &= \langle (\Delta \hat{X}_{\text{in}})^2 \rangle = e^{-2r} \coth(\beta/2), \\ \sigma_{\text{in}}^p &= \langle (\Delta \hat{P}_{\text{in}})^2 \rangle = e^{2r} \coth(\beta/2), \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\hat{X}_{\text{in}}$ 为输入态光场的正交振幅分量,  $\hat{P}_{\text{in}}$ 为输入态光场的正交位相分量,  $r = |\kappa A_p| \tau$ 为压缩参量,  $\tau$ 为光场和非线性晶体相互作用的时间,  $\coth(\beta/2)$ 是与温度有关的热态的起伏. 压缩热态不再是最小不确定态, 有 $\sigma_{\text{in}}^x \sigma_{\text{in}}^p > 1$ .

## 2.2 量子存储的理论模型

在控制光作用下, EIT 动力学过程使探针光信号在原子介质中的折射率发生变化, 进而使传播速度减慢, 甚至减小到零. 这为探针光信号在原子介质中的存储提供了可能, 无限长的探针光波列将被压缩至有限尺寸的原子介质中. Lukin 研究组提出了暗态极子理论, 该理论指出在控制光的作用下, 通过 EIT 过程可以实现光场和原子的量子态的相互映射, 从而实现量子存储. 基于 EIT 动力学过程的量子存储引入的噪声小, 适合于非经典光场的量子存储. 利用三能级  $\Lambda$  型原子结构能够实现量子存储, 如图 2 所示, 它具有基态  $|g\rangle$ , 中间态  $|m\rangle$  和激发态  $|e\rangle$  结构. 压缩热态作为探针光  $\hat{a}_p$ , 作用于  $|g\rangle$  和  $|e\rangle$  之间; 强相干光作为控制光  $\hat{a}_c$ , 作用于  $|m\rangle$  和  $|e\rangle$  之间; 并且探针光  $\hat{a}_p$  和控制光  $\hat{a}_c$  有频率为  $\Delta$  的失谐. 集合原子自旋波  $\hat{S} = (1/\sqrt{N_a}) \sum_i |g\rangle_{ii} \langle m|$  (其中,  $N_a$  为原子系综的总原子数), 通常用布洛赫球上的斯托克算符来描述, 类似地, 原子的正交振幅分量  $\hat{X}_s$  和正交位相分量  $\hat{Y}_s$  对应于原子自旋波算符的实部和虚部 ( $\hat{X}_s = \hat{S}_y / \sqrt{\langle \hat{S}_x \rangle}$ ,  $\hat{Y}_s = \hat{S}_z / \sqrt{\langle \hat{S}_x \rangle}$ ).

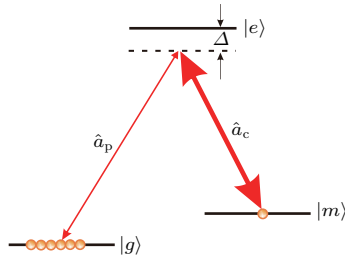


图2  $\Lambda$  型原子结构示意图  $\hat{a}_p$ , 探针光;  $\hat{a}_c$ , 控制光;  $\Delta$ , 失谐量

Fig. 2.  $\Lambda$ -type atomic energy level diagram:  $\hat{a}_p$ , probe optical fields;  $\hat{a}_c$ , control optical fields;  $\Delta$ , detuning.

EIT 动力学过程通常用光学分束器模型来描述. 它的哈密顿量可以表示为<sup>[39]</sup>

$$\hat{H}_2 = i\hbar\kappa' A_C^* \hat{a}_p \hat{S}^+ - i\hbar\kappa' A_C \hat{a}_p^+ \hat{S}, \quad (3)$$

其中,  $\hat{a}_p$  为探针光场,  $\hat{S}$  代表和探针光场耦合的集合原子自旋波. 由于控制光场  $\hat{a}_c$  的光强远大于探针光场  $\hat{a}_p$ , 故将其看作经典光场,  $A_C$  表示控制光场强度.  $\kappa' = g_{eg}g_{em}^* \sqrt{N_a} / \Delta$  为探针光场和原子的集合自旋波的相互作用常数,  $g_{eg}, g_{em}$  为探针光场和集合原子自旋波之间的耦合系数,  $\Delta$  为探针光场和原子能级的失谐量.

海森伯方程  $i\hbar \frac{d}{dt} \hat{O}(t) = [\hat{O}(t), \hat{H}]$  可以用来描述力学量随时间的演化过程<sup>[35]</sup>, 通过求解海森伯方程, 可以得到量子态在探针光和原子介质之间相互映射的表达式:

$$\begin{aligned} \hat{S}^{(\text{out})} &= \hat{S} \cos |\kappa' A_C| \tau' - \hat{a}_p \sin |\kappa' A_C| \tau', \\ \hat{a}_p^{(\text{out})} &= \hat{a}_p \cos |\kappa' A_C| \tau' + \hat{S} \sin |\kappa' A_C| \tau', \end{aligned} \quad (4)$$

其中,  $\tau'$  为光和原子相互作用的时间. 当  $|\kappa' A_C| \tau' = \pi/2 + k\pi$  时,  $k$  为整数, 量子态可以在光和原子之间完美转化, 即  $S^{(\text{out})} = -\hat{a}_p, \hat{a}_p^{(\text{out})} = \hat{S}$ . 当  $|\kappa' A_C| \tau' \neq \pi/2 + k\pi$  时, 方程 (4) 可以看作透射率为  $T = \cos |\kappa' A_C| \tau'$ , 反射率为  $R = \sin |\kappa' A_C| \tau'$  的光学分束器. 量子态在探针光和原子介质之间相互映射可以通过量子存储效率来表示:

$$\begin{aligned} \hat{S}^{(\text{out})} &= -\sqrt{\eta} \hat{a}_p + \sqrt{1-\eta} \hat{S}_v, \\ \hat{a}_p^{(\text{out})} &= \sqrt{\eta} \hat{S} + \sqrt{1-\eta} \hat{a}_{pv}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $\eta = \sin^2 |\kappa' A_C| \tau'$  为存储效率,  $\hat{S}_v$  和  $\hat{a}_{pv}$  分别为存储和释放过程引入的真空噪声.

## 2.3 量子存储的保真度

保真度是量子信息中的一个基本概念, 可以用来描述量子存储过程中存储前探针光和释放光的量子态的重叠情况. 假定  $\rho_1$  和  $\rho_2$  分别为存储前探针光和释放光的量子态的密度算符, 保真度可以被定义为

$$F(\rho_1, \rho_2) = [\text{Tr}(\sqrt{\rho_1 \rho_2 \rho_1})]. \quad (6)$$

由于存储前探针光和释放光都是高斯态, 它们的保真度可以表示为<sup>[40]</sup>

$$\begin{aligned} F(\rho_1, \rho_2) &= \frac{2}{\sqrt{\Delta + \Gamma} - \sqrt{\Gamma}} \\ &\times \exp[-\mathbf{u}^T (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2)^{-1} \mathbf{u}], \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$  分别为  $\rho_1, \rho_2$  的协方差矩阵;  $\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}$ ,  $\alpha_i = (\alpha_{ix}, \alpha_{ip})(i = 1, 2)$ ;  $\Delta = \det(\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2)$ ;  $\Gamma = (\det \mathbf{A}_1 - 1)(\det \mathbf{A}_2 - 1)$ .

量子态的存储和传输具有相同的保真度边界. 对于量子态传输的保真度, 我们取量子通道的纠缠度为零, 可得通过经典手段可以达到的最大保真度, 即保真度边界, 该保真度边界同样适用于量子存储. 如果存储保真度超过保真度边界, 那么可以认为该存储就是量子存储.

### 3 数值结果与分析

#### 3.1 量子存储保真度边界的讨论

由上面的理论分析可知, 保真度边界受输入态起伏和存储效率的影响, 而输入态起伏由压缩参量  $r$  和热态起伏  $\coth(\beta/2)$  共同决定. 图3描述了压缩参量对保真度边界的影响, 曲线I、曲线II、曲线III相应的热态起伏分别为1, 2, 3 dB. 在压缩真空态光场的量子传输和存储中, 压缩参量越大, 相应的压缩度越高, 于是保真度边界也就降低<sup>[34,37]</sup>. 相似地, 在压缩热态光场的量子存储中, 压缩参量的增大, 也即压缩度的提高可以使相应的保真度边界降低, 从而使量子存储更容易实现. 由图3可见, 对于不同的热态起伏, 保真度边界都随压缩参量的增加而减小.

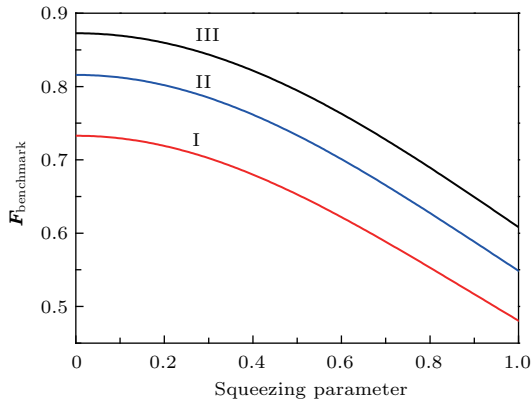


图3 (网刊彩色) 量子存储的保真度边界和压缩热态光场的压缩参量的关系

Fig. 3. (color online) The function of the fidelity benchmarks of quantum memory on squeezing parameters of squeezed thermal state optical fields.

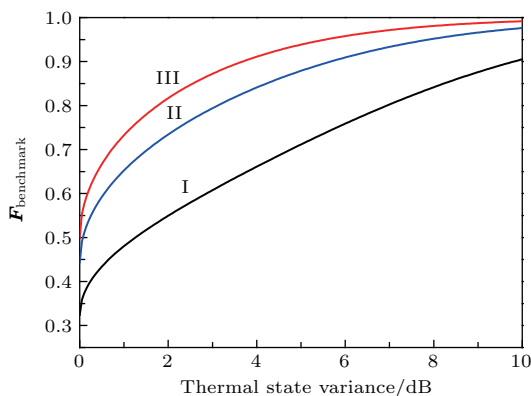


图4 (网刊彩色) 量子存储的保真度边界随压缩热态光场的热态起伏的关系

Fig. 4. (color online) The function of the fidelity benchmarks of quantum memory on thermal state variances of squeezed thermal state optical fields.

图4描述了热态起伏对保真度边界的影响, 曲线I、曲线II、曲线III对应的压缩参量  $r$  分别为1, 0.5, 0. 由于光学损耗引入的热态起伏, 不仅降低了光场的压缩度, 而且使相应的保真度边界变高, 增加了量子存储的难度. 从图4可以看出, 对于不同的压缩参量, 随着热态起伏的增加, 保真度边界增大, 使实现量子存储的要求变高. 当热态起伏为0 dB时, 输入态对应于压缩真空态, 曲线I、曲线II对应的保真度边界分别为0.32, 0.44; 曲线III对应于真空态, 量子存储的保真度边界和量子传输的保真度边界相同, 都为0.5.

#### 3.2 量子存储保真度的分析

和量子通讯相似, 量子存储要求量子态存储过程的保真度高于保真度边界, 也就是说, 仅通过经典手段不能实现量子存储. 对于不同条件的输入态, 我们详细分析了保真度和存储效率的关系. 图5描述了不同热态起伏对应的保真度和存储效率的关系, 对应的压缩参量为0.35. 其中, 曲线I、曲线II、曲线III和曲线IV所对应的热态起伏分别为2, 3, 4, 5 dB. 量子存储的过程利用分束器模型来描述, 由(4)式得知, 存储效率可以当作分束器的反射率来处理, 也就是从光场到原子自旋波的映射效率. 因此, 存储效率越高, 引入的真空噪声越少, 对应的保真度越高. 压缩热态光场的热态起伏越大, 引入的真空噪声越大, 存储保真度越低. 由图5可见, 量子存储保真度随存储效率的增加而增大, 而且对于相同压缩参量的输入态, 热态起伏越小, 相应的保真度越大.

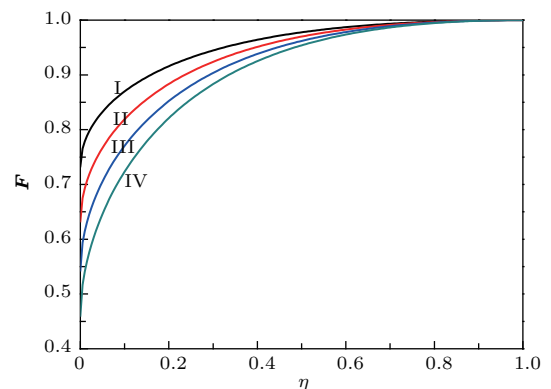


图5 (网刊彩色) 不同热态起伏对应的保真度和存储效率的关系

Fig. 5. (color online) The dependence of fidelities on memory efficiencies with different thermal state variances.

图6描述了不同热态起伏对应的保真度及其边界随存储效率的变化关系, 相应的压缩参量为0.35. 其中, 图6(a)—(d)热态起伏分别为2, 3, 4, 5 dB. 存储效率的提高以及热态起伏的减小可以有效提高存储保真度. 同时, 由于光学损耗引入的热态起伏会提高量子存储保真度边界, 同时降低储存保真度, 相应的达到量子储存所需的储存

效率亦显著增大. 从图5(a)—(d)可以看出, 当热态起伏从2 dB增大到5 dB时, 相应的保真度边界从0.77 提高到0.91, 实现量子存储需要的效率从8.30% 提高到35.89%. 因此, 压缩热态光场的热态起伏对实现量子存储需要的存储效率影响较大, 压缩热态光场的热态起伏越小, 量子存储越容易实现.

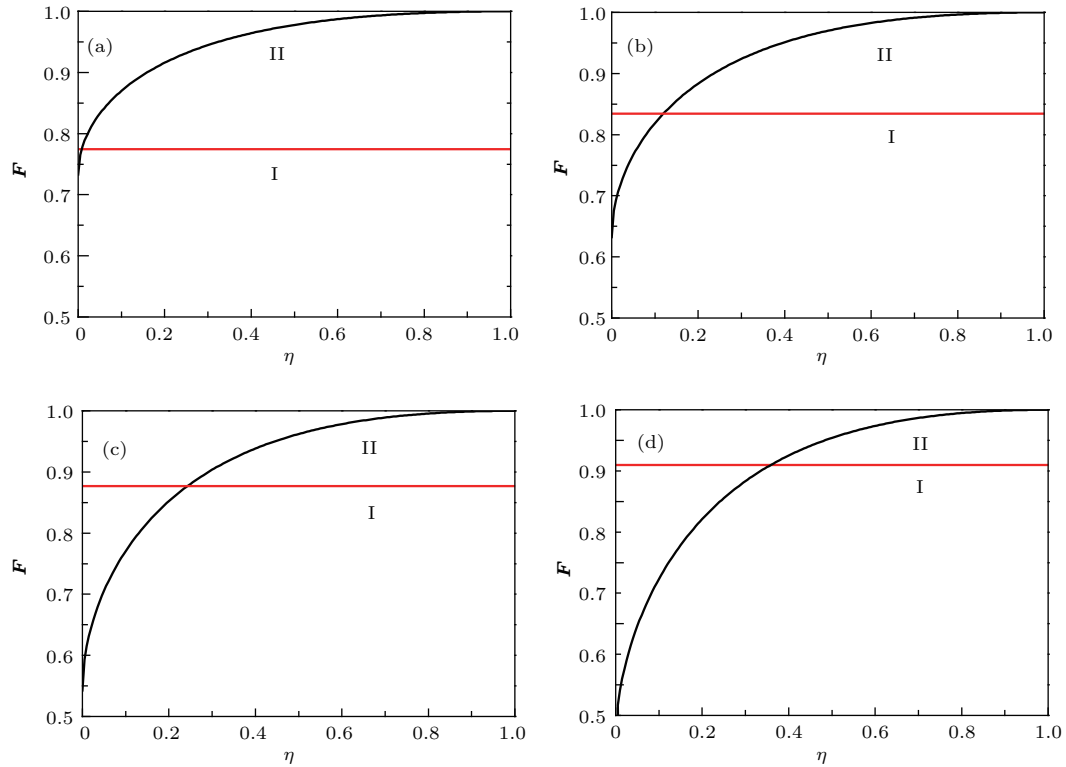


图6 (网刊彩色) 不同热态起伏对应的保真度及其边界随存储效率的变化, 其中(a), (b), (c), (d)中热态起伏分别为2, 3, 4, 5 dB; 红线(曲线I) 和黑线(曲线II) 分别表示在相应输入态下的保真度边界和保真度; 压缩参量  $r = 0.35$

Fig. 6. (color online) The fidelities and fidelity benchmarks vs the memory efficiencies with different thermal state variances: (a)  $\coth(\beta/2) = 2$  dB; (b)  $\coth(\beta/2) = 3$  dB; (c)  $\coth(\beta/2) = 4$  dB; (d)  $\coth(\beta/2) = 5$  dB. The red lines (curve I) and the black lines (curve II) are fidelity benchmark and fidelity of different input state. The squeezing parameter is:  $r = 0.35$ .

图7描述了不同压缩参量对应的保真度和存储效率的关系, 相应的热态起伏为2.38 dB. 曲线I、曲线II、曲线III、曲线IV的压缩参量  $r$  分别为0.3, 0.4, 0.5, 0.6. 同样, 存储效率的提高能够减小真空噪声的影响, 进而提高存储保真度. 由图7可以看出, 量子存储保真度随存储效率的增加而增大, 而且对于相同热态起伏的输入态, 压缩参量越小, 存储保真度越大.

图8描述了不同压缩参量对应的保真度及其边界随存储效率的变化关系, 相应的热态起伏为

2.38 dB. 其中, 图8(a)—(d)的压缩参量  $r$  分别为0.3, 0.4, 0.5, 0.6. 存储保真度随存储效率的提高和压缩参量减小而增大. 和压缩真空态的量子传输的保真度边界相似, 压缩参量的增大可以使压缩热态的量子存储保真度边界变低, 相应地达到量子存储所需的存储效率也变小. 从图8(a)—(d)可以看出, 压缩参量从0.3 变为0.6时, 相应的保真度边界从0.82变为0.73, 实现量子存储需要的存储效率也从4.96%降低到3.09%. 所以, 压缩热态光场的压缩参量对量子存储的实现条件影响较小, 并且, 压缩参

量的增加有利于量子存储的实现.

根据上述分析, 对于实验产生的压缩热态光场而言, 压缩参量为0.35, 热态起伏为2.38 dB, 相应的保真度边界为0.80. 因此, 要实现量子存储需要的存储效率为4.34%. Lvovsky 研究组实现了压缩参量为0.43、热态起伏为1.75 dB的压缩热态的存储, 相应的保真度边界为0.74, 存储效率达到了14.29%, 保真度为0.89, 大于保真度边界, 因此他们实现了量子存储<sup>[30]</sup>. 综上所述, 提高压缩热态光场的压缩参量有益于量子存储的实现. 与压缩参量相比较, 热态起伏对于量子存储的影响更为敏感, 通过减小OPA的光学损耗, 可以减小热态起伏, 使量子存储更加容易实现. 另外, 对于压缩参量小或者热态起伏大的压缩热态光场, 通常量子存储的保真度边界较大, 需要较高的存储效率来实现. 通过增大原子系统的光学厚度或者利用光学谐振腔增强

光和原子系统的相互作用, 能够提高存储效率, 实现量子存储<sup>[25,41]</sup>.

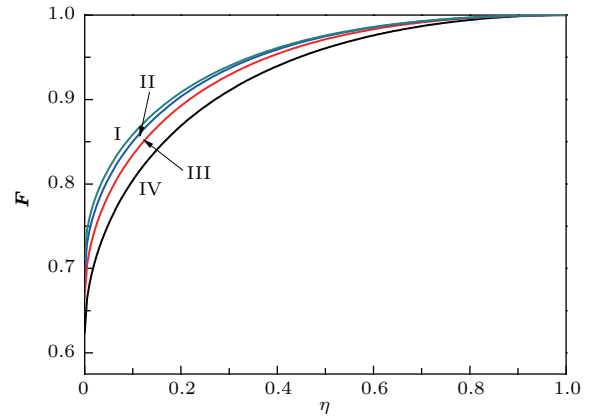


图7 (网刊彩色) 不同压缩参量对应的保真度和存储效率的关系  
Fig. 7. (color online) The dependence of fidelities on the memory efficiencies with different squeezing parameters.

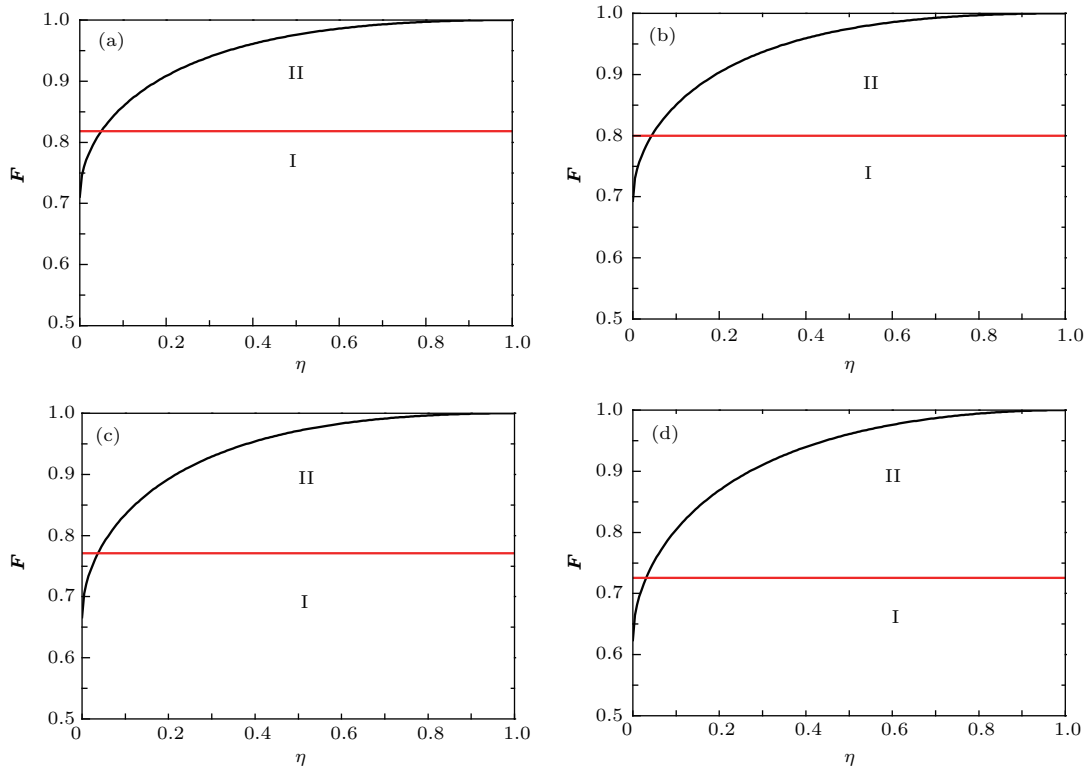


图8 (网刊彩色) 不同压缩参量对应的保真度及其边界随存储效率的变化 (a), (b), (c), (d) 中压缩参量  $r$  分别为 0.3, 0.4, 0.5, 0.6; 红线(曲线 I) 和黑线(曲线 II) 分别表示在相应输入态下的保真度边界和保真度; 其他参数  $\text{coth}(\beta/2) = 2.38$  dB

Fig. 8. (color online) The fidelities and the fidelity benchmarks vs the memory efficiencies with different squeezing parameters: (a)  $r = 0.3$ ; (b)  $r = 0.4$ ; (c)  $r = 0.5$ ; (d)  $r = 0.6$ . The red lines (curve I) and the black lines (curve II) are fidelity benchmarks and fidelities of different input state. The thermal state variance is  $\text{coth}(\beta/2) = 2.38$  dB.

## 4 结 论

根据量子存储的保真度边界, 我们理论计算研究了实现压缩热态光场量子存储的条件, 并且对不同情况下的压缩热态光场量子存储保真度边界以及存储保真度随效率的依赖关系进行了数值计算, 从而获得了实现量子存储的保真度边界以及需要的最小存储效率. 我们的研究为连续变量压缩热态光场的存储、量子中继器以及基于原子系综的量子计算机的设计提供了理论参考<sup>[15,42]</sup>.

## 参考文献

- [1] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Zukowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- [2] Braunstein S L, Loock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [3] Wu LA, Kimble H J, Hall J L, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [4] Sun H X, Liu K, Zhang J X, Gao J R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234210 (in Chinese) [孙恒信, 刘奎, 张俊香, 郗江瑞 2015 物理学报 **64** 234210]
- [5] The LIGO Scientific Collaboration 2013 *Nature Photon.* **7** 613
- [6] Marino A M, Stroud C R 2006 *Phys. Rev. A* **74** 022315
- [7] Aoki T, Takei N, Yonezawa H, Wakui K, Hiraoka T, Furusawa A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 080404
- [8] Su X L, Zhao Y P, Hao S H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2012 *Opt. Lett.* **37** 5178
- [9] Su X L, Hao S H, Deng X W, Ma L Y, Wang M H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2013 *Nature Commun.* **4** 2828
- [10] Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [11] Mehmet M, Ast S, Eberle T, Steinlechner S, Vahlbruch H, Schnabel R 2011 *Opt. Express* **19** 25763
- [12] Wu Z Q, Zhou H J, Wang Y J, Zheng Y H 2013 *Acta Sin. Quantum Opt.* **19** 1 (in Chinese) [邬志强, 周海军, 王雅君, 郑耀辉 2013 量子光学学报 **19** 1]
- [13] Sun Z N, Feng J X, Wan Z J, Zhang K S 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044203 (in Chinese) [孙志妮, 冯晋霞, 万振菊, 张宽收 2016 物理学报 **65** 044203]
- [14] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [15] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [16] Han Y S, Wen X, He J, Yang B D, Wang Y H, Wang J M 2016 *Opt. Express* **24** 2350
- [17] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [18] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [19] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [20] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, Sussman B J, Lee K C, Langford N K, Jaksch D, Walmsley I A 2010 *Nature Photon.* **4** 218
- [21] Meng X D, Tian L, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H 2012 *Acta Sin. Quantum Opt.* **18** 357 (in Chinese) [孟祥栋, 田龙, 张志英, 闫智辉, 李淑静, 王海 2012 量子光学学报 **18** 357]
- [22] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nature Photon.* **9** 332
- [23] Yan Y, Li S J, Tian L, Wang H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014205 (in Chinese) [闫妍, 李淑静, 田龙, 王海 2016 物理学报 **65** 014205]
- [24] Julsgaard B, Sherson J, Cirac J I, Fiurasek J, Polzik E S 2004 *Nature* **432** 482
- [25] Hosseini M, Sparkes B M, Campbell G, Lam P K, Buchler B C 2011 *Nature Commun.* **2** 174
- [26] Specht H P, Nolleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- [27] Langer C, Ozeri R, Jost J D, Chiaverini J, DeMarco B, Ben-Kish A, Blakestad R B, Britton J, Hume D B, Itano W M, Leibfried D, Reichle R, Rosenband T, Schaetz T, Schmidt P O, Wineland D J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060502
- [28] Hedges M P, Longdell J J, Li Y M, Sellars M J 2010 *Nature* **465** 1052
- [29] Flurin E, Roch N, Pillet J D, Mallet F, Huard B 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 090503
- [30] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [31] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [32] Jensen K, Wasilewski W, Krauter H, Fernholz T, Nielsen B M, Owari M, Plenio M B, Serafini A, Wolf M M, Polzik E S 2011 *Nature Phys.* **7** 13
- [33] Zhang T C, Goh K W, Chou C W, Lodahl P, Kimble H J 2003 *Phys. Rev. A* **67** 033802
- [34] Zhang J X, Xie C D, Peng K C 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 3005
- [35] Takei N, Aoki T, Koike S, Yoshino K, Wakui K, Yonezawa H, Hiraoka T, Mizuno J, Takeika M, Ban M, Furusawa A 2005 *Phys. Rev. A* **72** 042304
- [36] Hammerer K, Wolf M M, Polzik E S, Cirac J I 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 150503
- [37] Owari M, Plenio M B, Polzik E S, Serafini A, Wolf M M 2008 *New. J. Phys.* **10** 113014
- [38] Adesso G, Chiribella G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 170503
- [39] Ou Z Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023819
- [40] Scutaru H 1998 *J. Phys. A* **31** 3659
- [41] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, Strassel T, Li L, Liu N L, Zhao B, Pan J W 2012 *Nature Phys.* **8** 517
- [42] Barrett S D, Rohde P P, Stace T M 2010 *New J. Phys.* **12** 093032



# Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light\*

Deng Rui-Jie<sup>1)</sup> Yan Zhi-Hui<sup>1)2)†</sup> Jia Xiao-Jun<sup>1)2)</sup>

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

( Received 3 August 2016; revised manuscript received 8 January 2017 )

## Abstract

Quantum memory of light is not only the building block of constructing large-scale quantum computer, but also the kernel component of quantum repeater for quantum networks, which makes long distance quantum communication come true. Due to the inevitable optical losses, squeezed vacuum generated from optical parametric amplifier becomes squeezed thermal state of light, which is no longer the minimum uncertainty state. Therefore quantum memory of squeezed thermal state of optical field is the key step towards the implementation of quantum internet. Atomic ensemble is one of ideal quantum memory media, as a result of high optical depth and good atomic coherence. Electromagnetically induced transparency (EIT) is one of mature approaches to quantum state mapping between non-classical optical fields and atomic spin waves. In atomic ensembles, the EIT can on-demand map quantum state between quadratures of light and spin waves of atomic ensemble, i.e., controlled quantum memory. Here the condition of quantum memory for squeezed thermal state of light is investigated according to the fidelity benchmark of quantum memory. The fidelity benchmark of quantum memory is the maximum fidelity which can be reached by classical methods, and it is quantum memory if the memory fidelity is higher than the fidelity benchmark of quantum memory. By numerically calculating the fidelity benchmark of quantum memory for different kinds of squeezed thermal states of light and the dependence of memory fidelity on the memory efficiency, we obtain the minimum memory efficiency which can realize quantum memory for squeezed thermal state of light. The quantum memory can be easily obtained by increasing squeezing parameter  $r$ . The thermal state fluctuation is sensitive to the realization of quantum memory. The required minimum memory efficiency is lower, when smaller thermal state fluctuation is employed in experiment by reducing the optical losses in optical parametric amplifier. On the other hand, quantum memory fidelity benchmark is high for small squeezing parameter and large optical depth, which requires high memory efficiency. And atomic memory efficiency can be increased by utilizing optical cavity to enhance the interaction between light and atom or atomic ensemble with high optical depth. For example, the fidelity benchmark is 0.80, when squeezing parameter  $r$  is 0.35 and thermal state fluctuation is 2.38 dB. Thus quantum memory can be realized if the memory efficiency is larger than 4.34%. Our work can provide the direct reference for experimental design of continuous variable quantum memory, quantum repeater, and quantum computer based on atomic ensembles.

**Keywords:** quantum memory, squeezed thermal state of light, fidelity

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Ct, 42.50.Lc, 42.65.Yj

**DOI:** 10.7498/aps.66.074201

\* Project supported by Key Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2016YFA0301402), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11322440, 11474190, 11304190), FOK Ying-dong Education Foundation, China, Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2014021001), Program for Sanjin Scholars of Shanxi Province, China, and Shanxi Scholarship Council of China.

† Corresponding author. E-mail: [zhyan@sxu.edu.cn](mailto:zhyan@sxu.edu.cn)