

结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠演化*

李浩珍 谢双媛[†] 许静平 羊亚平

(同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2013年12月31日收到; 2014年3月1日收到修改稿)

利用量子约化熵对比研究了真空、一维腔、各向同性以及各向异性光子晶体四种不同结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠演化特性. 研究表明, 原子-光场纠缠的演化特性与原子所处结构库的模密度分布密切相关. 在真空和一维腔中, 模密度随频率连续变化, 原子-光场纠缠将最终衰减至零. 而在各向同性和各向异性光子晶体中, 模密度中存在光子禁带, 原子-光场纠缠能最终趋于稳态值. 可以通过改变原子所处结构库的模密度来控制原子-光场纠缠的演化特性.

关键词: 纠缠, 量子约化熵, 结构库, 模密度

PACS: 42.50.Dv, 03.65.Ud, 03.67.-a

DOI: 10.7498/aps.63.124201

1 引言

自发辐射是光与物质相互作用的一种量子现象, 是量子光学的一个基本问题. 原子的自发辐射不仅取决于原子自身性质, 还与原子所处的结构库环境有关^[1], 即与结构库的模式分布——模密度有关. 如腔中原子的自发辐射能够被增强或减弱^[2], 光子晶体^[3,4]中光子禁带的存在可导致处于其中的原子动力学行为发生很大的改变, 出现自发辐射抑制、部分原子稳居于激发态、原子-光子束缚态^[5-11]等一系列奇特现象. 这为研究光与物质相互作用的量子特性提供了新的方向.

量子纠缠是光与物质相互作用的另一量子特性, 是实现量子隐形传态^[12-14]、量子通信^[15]、量子计算^[16,17]等的重要基础. 但是, 在实际的量子信息过程中, 系统不可避免地会与外界环境发生相互作用. 由于环境的影响, 与真空场相互作用产生的自发辐射会引起量子相干性随时间指数衰减, 从而导致了阻碍量子信息发展的退相干问题, 尤其是关于光与物质相互作用系统中有限时间内纠缠完全消失, 即纠缠突然死亡(ESD)^[18,19]. 退相干效应被认

为是利用量子纠缠实现量子信息传输和量子计算的最大障碍. 为了克服退相干问题, 可将原子置于不同的结构库中, 如光学微腔、光子晶体等, 利用环境的特殊电磁模密度来调控原子的自发辐射, 从而控制系统的量子相干性和量子纠缠. 已有研究表明, 利用特殊的结构库环境可以获得或调控量子纠缠, 如光子晶体结构库中特殊的模密度分布可抑制两量子之间纠缠的衰减^[20-22], 利用随时间变化的光场来调控纠缠的动力学演化可以避免ESD现象的发生^[23]等. 近年来, 关于不同结构库环境中原子与自发辐射场间纠缠演化性质的研究已引起了关注, 这些研究主要讨论原子自身的性质或原子在结构库中的位置对原子-光场纠缠性质的影响^[24-32], 而关于结构库环境对纠缠演化行为的影响研究得还很少. 本文利用量子约化熵对比研究了真空、一维腔、各向同性以及各向异性光子晶体四种不同结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠随时间的演化特性, 着重讨论了不同结构库环境对纠缠演化行为的影响. 研究发现, 改变结构库中的模密度分布, 使得原子与光场的相互作用模式发生变化, 直接影响原子-光场纠缠的演化特性. 通

* 国家自然科学基金(批准号: 11074188, 91021012, 11274242)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB922203)和中央高校基本科研业务费资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xieshuangyuan@tongji.edu.cn

过选择适当的结构库或人为设计结构库可抑制原子-光场纠缠的衰减, 甚至实现高纠缠度的纠缠稳态值, 从而达到调控原子-光场纠缠演化的目的. 这为实验上纠缠态的制备与保持提供了理论基础.

2 模型及理论推导

考虑一个二能级原子分别位于真空、一维腔、各向同性以及各向异性光子晶体四种不同结构库中, 在偶极近似和旋波近似下, 系统的哈密顿量可表示为

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_1|a_1\rangle\langle a_1| + \hbar\omega_2|a_2\rangle\langle a_2| \\ & + \sum_k \hbar\omega_k \mathbf{b}_k^\dagger \mathbf{b}_k + i\hbar \sum_k [g_k \mathbf{b}_k^\dagger |a_2\rangle\langle a_1| \\ & - g_k \mathbf{b}_k |a_1\rangle\langle a_2|], \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $|a_1\rangle$ ($|a_2\rangle$) 表示原子处于激发态 (基态), 其本征频率为 ω_1 (ω_2); k 表示电磁模式, $\mathbf{b}_k^\dagger$ ($\mathbf{b}_k$) 表示辐射场中 k 模式的产生 (湮灭) 算符; $g_k = (\omega_1 d_1 / \hbar)(\hbar / (2\varepsilon_0 \omega_k V))^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_d$ 为原子与辐射场的耦合系数, d_1 和 $\mathbf{u}_d$ 分别为原子跃迁偶极矩的大小和单位矢量, V 为量子化的体积, $\mathbf{e}_k$ 表示电磁模 k 两个偏振方向的单位矢量, ε_0 是真空中介电系数.

系统的初始态矢量为

$$|\psi(0)\rangle = A_1(0)|a_1, 0\rangle + A_2(0)|a_2, 0\rangle,$$

且满足归一化条件 $|A_1(0)|^2 + |A_2(0)|^2 = 1$. 任意时刻系统的态矢量可表示为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle = & A_1(t) e^{-i\omega_1 t} |a_1, 0\rangle \\ & + A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |a_2, 0\rangle \\ & + \sum_k B_k(t) e^{-i\omega_k t} |a_2, 1_k\rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $|a_1, 0\rangle$ ($|a_2, 0\rangle$) 表示原子处于激发态 $|a_1\rangle$ (基态 $|a_2\rangle$) 而没有光子; $|a_2, 1_k\rangle$ 表示原子处于基态 $|a_2\rangle$ 且有一个 k 模式光子, 频率为 ω_k .

把 (1) 和 (2) 式代入薛定谔方程 $i\hbar(\partial/\partial t)|\psi(t)\rangle = H|\psi(t)\rangle$ 并求解, 可得系统态矢量的概率振幅耦合方程组:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A_1(t) = & - \sum_k g_k B_k(t) e^{-i(\omega_k - \omega_1)t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} A_2(t) = & 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} B_k(t) = & g_k A_1(t) e^{i(\omega_k - \omega_1)t}. \end{aligned} \quad (3)$$

目前, 度量纠缠的方法主要有共生纠缠度^[33]、Schmidt number K ^[34]、部分转置矩阵负本征值^[35]、量子约化熵 (Von Neumann 熵)^[36-38] 等. 本文应用量子约化熵来度量系统中二能级原子和自发辐射场间的纠缠度, 并讨论此纠缠度随时间的演化规律. 根据 Phoenix 和 Knight 提出的量子熵理论, 在光场-原子相互作用系统中, 光场 (原子) 熵的时间演化行为反映了光场与原子关联程度的演化特性, 熵值越大, 关联越强, 纠缠度越高.

根据量子约化熵的定义, 原子熵 $S_a(t)$ 和光场熵 $S_f(t)$ 可分别表示为^[36-38]

$$S_i(t) = -\text{Tr}_i(\rho_i \ln \rho_i) \quad (i = a, f), \quad (4)$$

对于由两个子系统构成的系统, $S_a(t)$ 和 $S_f(t)$ 满足 Araki-Lieb 不等式^[39]

$$|S_a(t) - S_f(t)| \leq S(t) \leq S_a(t) + S_f(t), \quad (5)$$

其中 $S(t)$ 为原子与光场相互作用系统的总熵. 如果光场和原子在初始时刻均处于无纠缠的纯态, 此系统属于纯态双量子系统, 则光场-原子相互作用系统的总熵 $S(t) = 0$ 且不随时间变化^[36-38]. 而原子与光场之间的相互作用将导致光场、原子子系统的熵随时间演化. 根据 Araki-Lieb 不等式 (5) 式可以推导得到光场与原子的熵相等, $S_f(t) = S_a(t)$. 因此, 可以利用原子熵来讨论原子-光场纠缠的演化特性. 当 $S_a(t) > 0$ 时, 表示原子-光场之间存在纠缠, 当 $S_a(t) = 1$ 时, 原子-光场之间的纠缠达到最大值.

定义

$$\begin{aligned} |Q\rangle = & A_1(t) e^{-i\omega_1 t} |0\rangle, \\ |P\rangle = & A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |0\rangle + \sum_k B_k(t) e^{-i\omega_k t} |1_k\rangle, \end{aligned}$$

系统在任意时刻的态矢量 (2) 式可表示为

$$|\psi(t)\rangle = |Q\rangle|a_1\rangle + |P\rangle|a_2\rangle, \quad (6)$$

原子的约化密度矩阵表示为

$$\rho_a = \begin{bmatrix} \langle Q|Q\rangle & \langle P|Q\rangle \\ \langle Q|P\rangle & \langle P|P\rangle \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中约化密度矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle Q|Q\rangle = & |A_1(t)|^2, \\ \langle P|P\rangle = & |A_2(t)|^2 + \sum_k |B_k(t)|^2, \\ \langle P|Q\rangle = & \langle Q|P\rangle^* = A_1(t) A_2^*(t) e^{-i\omega_{12}t}. \end{aligned} \quad (8)$$

由(4), (7)和(8)三式可知, 原子熵与系统态矢量的概率幅密切相关. 在以下的讨论中, 我们利用原子熵来研究不同结构库中二能级原子和自发辐射场间纠缠度的演化特性.

3 原子-光场纠缠的时间演化性质

3.1 真空

真空中, 电磁模式的色散关系为 $\omega_k = ck$, 对应的光子模密度为

$$\rho(\omega) = \frac{V_0 \omega^2}{(2\pi c)^3}, \quad (9)$$

其中 V_0 为量子化的体积. 从(9)式可知, 真空中模密度随频率连续缓变(如图1小图所示). 利用Weisskopf-Wigner近似^[11], 由(3)式可得

$$A_1(t) = A_1(0) e^{-\frac{\gamma}{2}t}, \quad (10)$$

其中 $\gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\omega_1^3 d_1^2}{3\hbar c^3}$ 为真空中的原子自发辐射率. 原子的自发辐射随时间呈指数衰减.

由(4), (7), (8)和(10)式可求得真空中二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律, 如图1所示. 取不同自发辐射率时, 原子-光场纠缠均从零迅速增大到最大值, 约为0.7, 然后在有限时间内衰减至零. 比较图1中4条曲线可知, 当原子的自发辐射率较小($\gamma = 0.1\beta$, 如图1虚线所示)时, 原子-光场纠缠可持续较长时间, 随着原子自发辐射率增大, 纠缠的持续时间变短. 真空中原子的自发辐射能够引起原子与自发辐射场之间出现短暂的纠缠, 原子的自发辐射率越小, 越有利于纠缠状态的保持.

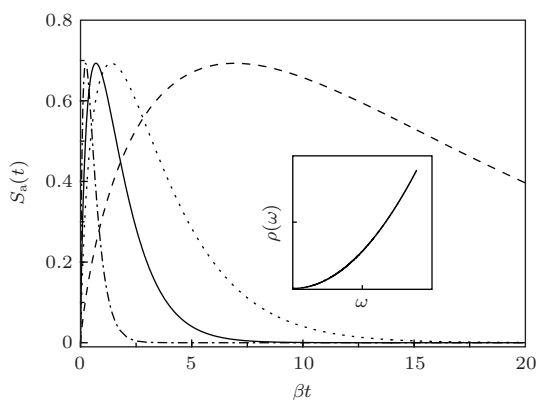


图1 真空中二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律. 原子初始处于激发态, 自发辐射率分别为 $\gamma = 0.1\beta$ (虚线), 0.5β (点线), β (实线), 3β (虚点线); 内插图为真空中的模密度分布

3.2 一维腔

一维腔的模密度可表示为 Lorentz 型

$$\rho(\omega) = \frac{k^2}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}, \quad (11)$$

其中 ω_0 为腔的中心频率, $k^2 = d^2\omega_0/(6\pi^2\epsilon_0)$, γ 为腔的半宽度, 表征了能量由腔内向外泄漏的快慢. 由(11)式可知, 一维腔中模密度在中心频率处存在一个峰值(如图2小图所示). 当原子跃迁频率位于腔的中心频率时, 利用模密度求解耦合方程组(3)式可得

$$A_1(t) = e^{-\gamma t/2} \cos(\beta t/2), \quad (12)$$

其中 $\beta = \sqrt{4k^2 - \gamma^2}$.

由(4), (7), (8)和(12)四式可求得不同半宽度 γ 情况下, 一维腔中二能级原子与自发辐射场间的纠缠随时间的演化规律, 如图2所示. 当腔的半宽度较小时($\gamma = 0.3k$, 如图2内插图中实线所示), 原子自发辐射产生的光子由腔内向外泄漏的速度较慢, 光子能够在腔内停留一段时间而被原子再次吸收, 可引起原子激发态布居数出现震荡现象, 即真空拉比振荡, 从而导致原子-光场纠缠呈现拉比振荡且最终衰减至零(如图2实线所示). 当腔的半宽度增大($\gamma = 0.5k$, k), 光子向腔外泄漏的速度加快, 原子-光场纠缠的持续时间变短, 拉比振荡的振幅减小(如图2虚线、点线所示). 当腔的半宽度较大时($\gamma = 3\beta$, 如图2内插图中点线所示), 原子自发辐射产生的光子可透过腔壁迅速向外漏出, 原子-光场纠缠先增大后迅速衰减至零(如图2虚点线所示), 类似真空情况. 因此, 一维腔半宽度越小, 原子-光场纠缠持续时间越长.

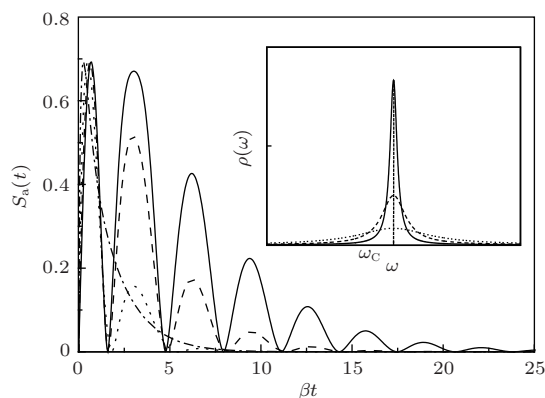


图2 一维腔中二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律. 原子初始处于激发态, 原子跃迁频率位于腔的中心频率处, 腔的半宽度分别为 $\gamma = 0.3k$ (实线), $0.5k$ (虚线), k (点线), $3k$ (虚点线); 内插图为一维腔中的模密度分布

3.3 各向同性光子晶体

在各向同性光子晶体中, 靠近能带带边的色散关系可近似表示为^[9] $\omega_k = \omega_c + A(k - k_0)^2$, 其中 $A \approx \omega_c/k_0^2$, ω_c 是能带带边的截止频率. 对应的模密度为

$$\rho(\omega) \approx \frac{\Theta(\omega_k - \omega_c)}{\sqrt{\omega_k - \omega_c}} \quad (\omega_k > \omega_c), \quad (13)$$

靠近能带带边的模密度趋于无穷大 (如图 3 中小图所示). 利用色散关系求解耦合方程组 (3) 式可得^[9]

$$\begin{aligned} A_1(t) = & \sum_j \frac{A_1(0)}{G'(x_j^{(1)})} e^{x_j^{(1)}t} \\ & + \sum_j \frac{A_1(0)}{H'(x_j^{(2)})} e^{x_j^{(2)}t} \\ & + \frac{\beta^{3/2} e^{i\omega_{1c}t}}{\pi} \int_0^\infty \frac{A_1(0) \sqrt{-ix} e^{-xt}}{i\beta^3 - x(x - i\omega_{1c})^2} \\ & \times dx, \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$\beta^{3/2} = (\omega_1^2 d_1^2 / (6\pi\epsilon_0 \hbar)) (k_0^3 / \omega_c^{3/2}),$$

$$\omega_{1c} = \omega_1 - \omega_c,$$

$x_j^{(1)}$ 和 $x_j^{(2)}$ 分别是方程

$$G(x) = x + \beta^{3/2} / (i\sqrt{-ix - \omega_{1c}}) = 0,$$

$$H(x) = x + \beta^{3/2} / \sqrt{ix + \omega_{1c}} = 0$$

的根, $G'(x) = \frac{d}{dx}G(x)$, $H'(x) = \frac{d}{dx}H(x)$.

由 (4), (7), (8) 和 (14) 式可求得各向同性光子晶体中二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律 (如图 3 所示), 原子-光场纠缠的演化规律与原子上能级和光子晶体能带带边的相对位置有关^[29]. 当原子上能级处于禁带 ($\omega_{1c} = -\beta$) 时, 原子自发辐射产生的光子不能在光子晶体中传播而局域在原子周围, 形成原子-光子束缚态^[7,8], 光子晶体对原子自发辐射的抑制作用很强, 原子有部分布居数稳居于激发态, 原子-光场纠缠在短暂震荡后最终趋于稳态值 (如图 3 实线所示). 当原子上能级处于能带边 ($\omega_{1c} = 0$) 时, 光子晶体对原子的自发辐射的抑制作用减弱, 原子处于能带边 ($\omega_{1c} = 0$) 时, 原子-光场纠缠稳态值大于处于禁带中 ($\omega_{1c} = -\beta$) 时的纠缠度 (比较图 3 中虚线和实线). 当原子上能级处于靠近光子晶体带边的导带中 ($\omega_{1c} = \beta$) 时, 原子的自发辐射场中局域场和传输场可以共存, 光子晶体对原子

的自发辐射的抑制作用进一步减弱, 原子自发辐射能量只有部分将传播出去, 原子仍有部分布居数稳居于激发态, 原子-光场纠缠最终趋于稳态值, 但此纠缠稳态值小于原子上能级处于能带边或禁带中的稳态值 (比较图 3 中点线、虚线、实线). 当原子上能级远离带边处于导带深处时 ($\omega_{1c} = 5\beta$), 能带带边对原子自发辐射修饰作用较弱, 原子自发辐射产生的光子可以在光子晶体中传播, 原子上能级布居数最终衰减到零, 原子-光场纠缠先增大后很快衰减到零 (如图 3 虚点线所示), 此时趋向于真空中原子-光场纠缠演化的情况. 当原子上能级从光子晶体禁带向导带移动的过程中, 原子-光场纠缠度稳态值先增大后逐渐减小, 当原子上能级处于能带边时, 原子-光场纠缠稳态值达到最大值.

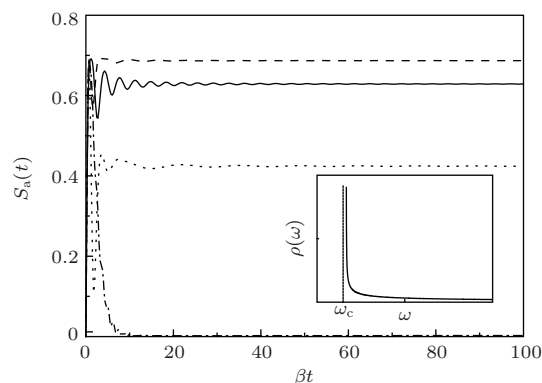


图 3 各向同性光子晶体中, 二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律. 原子初始处于激发态, $\omega_c = 100\beta$, $\omega_{1c} = -1\beta$ (实线), $\omega_{1c} = 0$ (虚线), $\omega_{1c} = 1\beta$ (点线), $\omega_{1c} = 5\beta$ (虚点线); 内插图为各向同性光子晶体中的模密度分布

3.4 各向异性光子晶体

在各向异性光子晶体中, 靠近能带带边的色散关系可近似表示为^[10] $\omega_k = \omega_c + A(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2$, 对应的模密度为

$$\rho(\omega) \approx \sqrt{\omega_k - \omega_c} \Theta(\omega_k - \omega_c) \quad (\omega_k > \omega_c), \quad (15)$$

靠近能带带边的模密度趋于零 (如图 4 中小图所示). 利用色散关系求解耦合方程组 (3) 式可得^[10]

$$\begin{aligned} A_1(t) = & \sum_j \frac{A_1(0)}{D'(x_j^{(1)})} e^{x_j^{(1)}t} \\ & + \sum_j \frac{A_1(0)}{F'(x_j^{(2)})} e^{x_j^{(2)}t} + \frac{\beta^{3/2} e^{i\omega_{1c}t}}{\pi} \\ & \times \int_0^\infty \frac{A_1(0) \sqrt{ix} (\omega_1 - ix) e^{-xt}}{[(i\omega_{1c} - x)(\omega_c - ix) - i\beta^{3/2} \sqrt{\omega_c}]^2 + i\beta^3 x} \end{aligned}$$

$$\times dx, \quad (16)$$

其中

$$\beta^{3/2} = (\omega_1^2 d_1^2 / (8\pi\epsilon_0 \hbar A^{3/2})) \sum_{i=1}^8 \sin^2 \theta_i,$$

θ_i 是原子跃迁偶极矩与第 i 个波矢 $\mathbf{k}_0^i$ 的夹角, $x_j^{(1)}$ 和 $x_j^{(2)}$ 分别是方程

$$D(x) = x - i\beta^{3/2} / (\sqrt{\omega_c} + \sqrt{-ix - \omega_{1c}}) = 0$$

和

$$F(x) = x - i\beta^{3/2} / (\sqrt{\omega_c} - i\sqrt{ix + \omega_{1c}}) = 0$$

的根,

$$D'(x) = \frac{d}{dx} D(x), \quad F'(x) = \frac{d}{dx} F(x).$$

由 (4), (7), (8) 和 (16) 式可求得各向异性光子晶体中二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律 (如图 4 所示). 当原子上能级位于光子晶体禁带 ($\omega_{1c} = -\beta$) 或带边 ($\omega_{1c} = 0$) 时, 原子-光场纠缠先增大后趋于稳态值, 约 0.05 (如图 4 实线所示) 或 0.15 (如图 4 虚线所示), 明显小于各向同性光子晶体中同样相对位置时的原子-光场纠缠稳态值, 约 0.62 (如图 3 实线所示) 或 0.69 (如图 3 虚线所示), 当原子上能级处于靠近光子晶体带边的导带中 ($\omega_{1c} = \beta$) 时, 原子的自发辐射场中只存在传输场, 原子自发辐射产生的光子可传播出去, 原子-光场纠缠先增大后衰减为零 (如图 4 点线所示)^[28], 类似于真空中的情况, 但衰减较慢. 这与各向同性光子晶体中同样相对位置时的原子-光场纠缠趋于稳态值 (如图 3 点线所示) 明显不同. 当原子上能级从光子晶体禁带向导带移动过程中, 原子-光场纠缠从趋于稳态值向衰减为零逐渐过渡.

4 结构库性质对原子-光场纠缠演化性质的影响

不同结构库的性质决定了结构库中原子与光场相互作用的演化特性. 真空是一个无限宽的光子库, 其模密度随频率连续缓变 (如图 1 内插图所示). 真空中原子自发辐射产生的光子迅速向外传播, 原子激发态的能量流入光子库后不能再返回原子, 使得原子上能级布居数最终衰减至零, 原子-光场纠缠

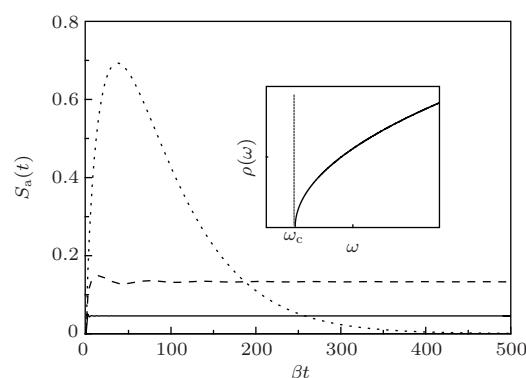


图 4 各向异性光子晶体中, 二能级原子与自发辐射场间纠缠随时间的演化规律. 原子初始处于激发态, $\omega_c = 100\beta$, $\omega_{1c} = -\beta$ (实线), $\omega_{1c} = 0$ (虚线), $\omega_{1c} = \beta$ (点线); 内插图各向异性光子晶体中的模密度分布

最终消失. 一维腔中模密度在腔的中心频率处存在一个尖锐的峰值 (当半宽度较小时如图 2 内插图所示), 模密度在峰值附近变化很快, 原子自发辐射产生的光子能够被原子再次吸收. 与真空相比, 原子的自发辐射受到抑制, 延迟了原子-光场纠缠的衰减. 但是在一维腔的模密度中并不存在能够完全抑制原子自发辐射的模式, 从 (12) 式可看出, 当时间趋于无穷时, 处于激发态的原子布居数将最终衰减至零, 原子-光场纠缠也将最终衰减为零. 各向同性和各向异性光子晶体中的模密度明显区别于真空和一维腔中的模密度. 光子晶体中, 模密度不再随频率连续变化, 在某些频段中出现了光子禁带 (如图 3 和图 4 中内插图所示). 当原子的跃迁频率处于光子禁带时, 原子的自发辐射能够被完全抑制, 原子-光场纠缠能趋于稳态值.

比较真空、一维腔、各向同性以及各向异性光子晶体四种不同结构库中原子-光场纠缠的演化特性 (比较图 1—4) 可知, 当原子上能级处于靠近光子晶体带边的导带中 ($\omega_{1c} = \beta$) 时, 光子晶体中原子-光场纠缠的衰减比真空或一维腔中原子-光场纠缠的衰减慢得多. 在各向同性光子晶体和各向异性光子晶体中原子-光场纠缠呈现出不同的演化规律. 在各向同性光子晶体中, 模密度存在奇异性, 自发辐射场中局域场和传输场可以共存^[9], 原子-光场纠缠能趋于稳态值 (如图 3 点线). 而在各向异性光子晶体中, 模密度不存在奇异性, 自发辐射场中局域场和传输场不能共存^[10], 此时自发辐射场中只存在传输场, 原子-光场纠缠最终衰减为零 (如图 4 点线). 各向同性光子晶体结构库环境更有利于实现高纠缠度的纠缠稳态值.

由以上比较分析可知, 因为四种结构库的模密度不同, 对原子自发辐射的影响也不同. 相对于真空结构库中模密度分布趋于平滑、缓变, 原子的自发辐射随时间呈指数衰减; 在一维腔或光子晶体结构库中, 模密度分布随频率变化较快或者在某些频率段出现光子禁带, 原子的自发辐射能够被抑制. 因此结构库的模密度是影响原子-光场纠缠演化特性的本质原因.

5 结 论

本文利用量子约化熵对比研究了真空、一维腔、各向同性以及各向异性光子晶体四种不同结构库中模密度分布对二能级原子与自发辐射场间纠缠演化的影响. 发现改变结构库中模密度分布, 直接影响原子-光场纠缠的演化特性. 当原子所处结构库的模密度随频率连续变化时(如真空和一维腔), 模密度中并不存在能够完全抑制原子自发辐射的模式, 原子-光场纠缠最终将衰减至零; 当原子所处结构库的模密度中存在光子禁带时(如各向同性和各向异性光子晶体), 原子的自发辐射能够被完全抑制, 从而原子-光场纠缠能最终趋于稳态值. 因此, 通过选择适当的结构库或利用人为设计的结构库, 能够实现对原子-光场纠缠演化的调控, 甚至可以实现可控的、稳定的原子-光场纠缠态, 这为量子信息存储器件的研制以及在量子信息和量子计算等方面的应用提供了重要的理论参考.

参考文献

- [1] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
- [2] Kleppner D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 233
- [3] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [4] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [5] John S, Quang T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3419
- [6] John S, Wang J 1991 *Phys. Rev. B* **43** 12772
- [7] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- [8] John S, Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
- [9] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [10] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
- [11] Lambropoulos P, Nikolopoulos G M, Nielsen T R, Bay S 2000 *Rep. Prog. Phys.* **63** 455
- [12] Zheng Y Z, Dai L Y, Guo G C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2678 (in Chinese)[郑亦庄, 戴玲玉, 郭光灿 2003 物理学报 **52** 2678]
- [13] Zhang Q, Li F L, Li H R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2275 (in Chinese)[张茜, 李福利, 李宏荣 2006 物理学报 **55** 2275]
- [14] Zhang J X, Dong R F, Xie C D 2001 *Physics* **30** 43 (in Chinese) [张俊香, 董瑞芳, 谢常德 2001 物理 **30** 43]
- [15] Pereira S F, Ou Z Y, Kimble H J 2000 *Phys. Rev. A* **62** 042311
- [16] Grover L K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 325
- [17] Su X L, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2010 *Physics* **39** 746 (in Chinese) [苏晓龙, 贾晓军, 谢常德, 彭堃堦 2010 物理 **39** 746]
- [18] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [19] Han F, Xia Y J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5144
- [20] Wang F Q, Zhang Z M, Liang R S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 042320
- [21] Bellomo B, Franco R L, Maniscalco S, Compagno G 2008 *Phys. Rev. A* **78** 060302
- [22] Zhang Y J, Yang X Q, Han W, Xia Y J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 090307
- [23] Cui C C, Xie S Y, Yang Y P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124206 (in Chinese)[崔丛丛, 谢双媛, 羊亚平 2012 物理学报 **61** 124206]
- [24] Cummings N I, Hu B L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053823
- [25] Lazarou C, Luoma K, Maniscalco S, Piilo J, Garraway B M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 012331
- [26] Guo L, Liang X T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 50 (in Chinese)[郭亮, 梁先庭 2009 物理学报 **58** 50]
- [27] Fang M F, Zhu S Y 2006 *Physica A* **369** 475
- [28] Xie S Y, Hu X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6172 (in Chinese)[谢双媛, 胡翔 2010 物理学报 **59** 6172]
- [29] Roshan Entezar S 2009 *Phys. Lett. A* **373** 3413
- [30] Cheng Q L, Xie S Y, Yang Y P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6968 (in Chinese) [成秋丽, 谢双媛, 羊亚平 2008 物理学报 **57** 6968]
- [31] Zhang L H, Li G X, Gan Z W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1168 (in Chinese) [张立辉, 李高翔, 甘仲惟 2003 物理学报 **52** 1168]
- [32] Wang C Z, Fang M F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1989 (in Chinese) [王成志, 方卯发 2002 物理学报 **51** 1989]
- [33] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [34] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press) p101
- [35] Vidal G, Werner R F 2002 *Phys. Rev. A* **65** 032314
- [36] Phoenix S J D, Knight P L 1988 *Ann. Phys.* **186** 381
- [37] Phoenix S J D, Knight P L 1991 *Phys. Rev. A* **44** 6023
- [38] Phoenix S J D, Knight P L 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2833
- [39] Araki H, Lieb E 1970 *Commun. Math. Phys.* **18** 160

Evolution of entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in structured reservoir^{*}

Li Hao-Zhen Xie Shuang-Yuan[†] Xu Jing-Ping Yang Ya-Ping

(Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials of Ministry of Education, School of Physics Science and Engineering,
Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 31 December 2013; revised manuscript received 1 March 2014)

Abstract

The time evolutions of the entanglement between a two-level atom and its spontaneous emission field in free space, cavity, isotropic and anisotropic photonic crystal are studied by using quantum entropy. It is found that the evolution properties of the atom-field entanglement are directly related to the nature of the structured reservoir, specifically, to the distribution of the density of modes. In free space and cavity, as the density of the modes varies smoothly with frequency, the atom-field entanglement decays to zero in a finite time. However in an isotropic and anisotropic photonic crystal, the atom-field entanglement can keep steady due to the existence of a photonic band gap in the density of the modes. Thus, we can control the time evolution of the entanglement between the atom and its spontaneous emission field by changing the density of the modes of the structured reservoirs.

Keywords: entanglement, quantum entropy, structured reservoir, density of modes

PACS: 42.50.Dv, 03.65.Ud, 03.67.-a

DOI: [10.7498/aps.63.124201](https://doi.org/10.7498/aps.63.124201)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074188, 91021012, 11274242), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB922203), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China.

[†] Corresponding author. E-mail: xieshuangyuan@tongji.edu.cn