

# 量子测量对三维光子晶体中 $\Lambda$ 型原子动力学性质的影响\*

黄仙山<sup>†</sup> 谢双媛 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2005 年 7 月 6 日收到, 2005 年 11 月 8 日收到修改稿)

讨论了量子测量对各向异性光子晶体中  $\Lambda$  型激发态原子衰减的影响, 主要包括衰减的抑制和加速效应. 研究发现, 这样的量子测量效应不仅与原子共振频率相对于光子晶体带边的位置有关, 还与量子测量本身的频率大小相关. 由于各向异性光子晶体的影响, 较小频率的量子测量也能得到抑制衰减的效应.

关键词: 量子测量, 量子 Zeno 和反 Zeno 效应, 光子晶体

PACC: 4250, 3280, 4270

## 1. 引 言

光子晶体是一种人工设计的具有光子能带和能隙的周期性介电材料, 频率处在晶体禁带中的电磁波将被禁止传播<sup>[1]</sup>. 光子晶体通过带边附近电磁模密度的变化, 可以修饰或抑制处在光子晶体中的激发原子的自发辐射<sup>[2-5]</sup>. 此外, 近年来研究发现量子测量和被测量的量子系统间相互作用将对量子系统的演化产生影响, 对一个量子体系的频繁测量观察将会抑制或阻止它向其他状态的跃迁, 这就是所谓的量子 Zeno 效应(衰减抑制)<sup>[6-10]</sup>; 相反地, 文献[10-14]提出有量子反 Zeno 效应(anti-Zeno, 测量导致衰减加速)的存在. 随着量子计算和量子通讯的迅速发展, 由于量子系统和环境间的耦合而引起的消相干现象越来越成为关注的热点. 人们提出的防错码方法之一就是利用了量子 Zeno 效应, 对冗余码进行不断地测量来保持系统的相干性.

有关量子 Zeno 效应的实验设想由 Cook 提出<sup>[7]</sup>, 并由 Itano 等通过一个三能级原子的 Rabi 振荡实现<sup>[8]</sup>. 近来这种效应在很多的物理系统中得以研究, 文献[10, 11]中分析了从量子 Zeno 效应到量子反 Zeno 效应的转变, 文献[12]观察到由测量引起的在非指数衰减的不稳定量子系统中的量子 Zeno 效应和量子反 Zeno 效应. 本文将讨论量子测量对处于各向异性光子晶体中  $\Lambda$  型三能级激发态原子演化

过程的影响. 文献[14]中讨论了由测量引起的在各向同性光子晶体中激发原子系统的量子反 Zeno 效应. 由于各向同性光子晶体带边模密度趋于无穷大, 在发射场中永远含有局域场, 导致仅有反 Zeno 效应出现. 而电磁模密度在各向异性光子晶体的带边趋向于零, 局域场可以消失, 量子测量导致衰减加速或抑制的效应均可能出现. 研究发现, 激发态原子衰减的抑制或加速效应的出现与原子共振频率相对于光子晶体带边的位置及测量频率均相关. 本文给出所讨论的模型理论和公式, 讨论原子共振频率与带边相对位置和测量频率对原子衰减抑制及加速效应的影响.

## 2. 模型和理论

处于各向异性光子晶体中  $\Lambda$  型三能级原子, 其激发态  $|2\rangle$  与两个下能态  $|0\rangle, |1\rangle$  之间由真空场耦合, 而两个下能态之间的跃迁是禁戒的. 在偶极近似和旋波近似下, 系统哈密顿量可以表示成

$$H = \sum_{j=0}^2 \hbar\omega_j |j\rangle\langle j| + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k + [i\hbar \sum_k (g_k^{(0)} b_k^\dagger |0\rangle\langle 2| + g_k^{(1)} b_k^\dagger |1\rangle\langle 2|) + \text{H.c.}], \quad (1)$$

式中  $b_k^\dagger$  ( $b_k$ ) 表示辐射场的产生(湮没)算符.  $\omega_k$  表

\* 国家自然科学基金(批准号: 90203007, 60507008)及上海市启明星跟踪计划(批准号: 04QM11407)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: huangxiansh@yahoo.com.cn

示辐射光子的频率,  $\omega_j$  表示原子能级位置. 上能级与两个下能级之间的共振频率分别为  $\omega_{20}, \omega_{21}$  ( $\omega_j = \omega_i - \omega_j$ ), 均处于光子晶体带边附近. 原子与场之间的耦合系数为  $g_k^{(0)} = \omega_{20} d_{20} / \hbar \sqrt{\hbar \kappa (2\varepsilon_0 \omega_k V)}$   $e_k \cdot u_{20}$  和  $g_k^{(1)} = \omega_{21} d_{21} / \hbar \sqrt{\hbar \kappa (2\varepsilon_0 \omega_k V)}$   $e_k \cdot u_{21}$ ;  $d_{20}$  ( $d_{21}$ ) 和  $u_{20}$  ( $u_{21}$ ) 分别代表跃迁偶极矩  $d_{20}$  ( $d_{21}$ ) 的大小和方向;  $V_0$  是量子化体积,  $e_k$  表示真空模  $k$  两个偏振方向的单位矢量,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数. 在倒格矢  $k$  空间中, 各向异性的光子晶体带边附近的色散关系与特定的对称点有限集合  $k_0^i$  相联系, 可近似表示为  $\omega_k = \omega_c + B |k - k_0^i|^{2[15]}$ ,  $\omega_c$  是能带带边的截止频率,  $B$  是与晶体结构相关的常数.

假定系统初始处于上能态, 则任意  $t$  时刻系统的状态矢量可以写成

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k (A_0(t) e^{-i\omega_0 t - i\omega_k t} |0, \{1_k\}\rangle + A_1(t) e^{-i\omega_1 t - i\omega_k t} |1, \{1_k\}\rangle + A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |2, \{0\}\rangle, \quad (2)$$

式中  $|0, \{1_k\}\rangle$  ( $|1, \{1_k\}\rangle$ ) 表示原子处于下能级  $|0$  ( $|1$ ) 上并发射一个光子,  $|2, \{0\}\rangle$  表示原子位于上能级  $|2$  上而没有光子产生.  $|A_2(0)|^2 = 1$ ,  $A_1(0) = A_0(0) = 0$ .

将(1)和(2)式代入薛定谔方程, 可以得到关于  $A_i(t)$  ( $i=0, 1, 2$ ) 的演化方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A_0(t) &= g_k^{(1)} A_2(t) e^{(\omega_k - \omega_{20})t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} A_1(t) &= g_k^{(2)} A_2(t) e^{(\omega_k - \omega_{21})t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} A_2(t) &= - \sum_k g_k^{(1)} A_0(t) e^{(\omega_{20} - \omega_k)t} \\ &\quad - \sum_k g_k^{(2)} A_1(t) e^{(\omega_{21} - \omega_k)t}. \end{aligned} \quad (3)$$

利用拉普拉斯变换求解上述方程可以得到

$$A_2(s) = 1 / (s + \mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_1). \quad (4)$$

$$\text{其中 } \mathcal{R}_j = \sum_k \frac{(g_k^{(j)})^2}{s + (\omega_k - \omega_{2j})} = -i \frac{\beta_j^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-is - \omega_{2j}}}}$$

$$(j=0, 1), \omega_{2j} = \omega_{2j} - \omega_c, \beta_0^{3/2} = \frac{(\omega_{20} d_{20})^2}{8\pi\varepsilon_0 \hbar B^{3/2}} \left[ \sum_i \sin^2 \theta_i \right],$$

$\beta_1^{3/2} = \frac{(\omega_{21} d_{21})^2}{8\pi\varepsilon_0 \hbar B^{3/2}} \left[ \sum_i \sin^2 \varphi_i \right]$ ,  $\theta_i$  ( $\varphi_i$ ) 是原子偶极矩与  $k_0^i$  之间的夹角<sup>[15]</sup>. 为了方便考虑, 假定  $\beta_0 = \beta_1 = \beta$ . 利用拉普拉斯反演可得

$$\begin{aligned} A_2(t) &= \sum_i \frac{e^{x_i^{(1)}} \beta t}{f_1'(x_i^{(1)})} + \sum_i \frac{e^{x_i^{(2)}} \beta t}{f_2'(x_i^{(2)})} \\ &\quad + \sum_i \frac{e^{x_i^{(3)}} \beta t}{f_3'(x_i^{(3)})} + \frac{e^{i\omega_{20} t}}{\pi} \int_0^\infty J_1(x) e^{-x\beta t} dx \\ &\quad + \frac{e^{i\omega_{21} t}}{\pi} \int_0^\infty J_2(x) e^{-x\beta t} dx, \end{aligned} \quad (5)$$

上式中函数定义如下:

$$f_1(x) = x - \frac{i}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{20c}}}} - \frac{i}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{21c}}}},$$

$$f_2(x) = x - \frac{i}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix - \omega_{20c}}}} - \frac{i}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{21c}}}},$$

$$f_3(x) = x - \frac{i}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix - \omega_{20c}}}} - \frac{i}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix - \omega_{21c}}}},$$

$$J_1(x) = \frac{(\omega_c - ix)\sqrt{ix}}{\left[ \left( -x + i\omega_{20c} - \frac{i}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{ix + \omega_{20c} - \omega_{21c}}}} \right) (\omega_c - ix) - i\sqrt{\omega_c} \right]^2 + ix},$$

$$J_2(x) = \frac{(\omega_c - ix)\sqrt{ix}}{\left[ \left( -x + i\omega_{21c} - \frac{i}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{-ix + \omega_{20c} - \omega_{21c}}}} \right) (\omega_c - ix) - i\sqrt{\omega_c} \right]^2 + ix},$$

$f_1'(x)$ ,  $f_2'(x)$  和  $f_3'(x)$  分别为  $f_1(x)$ ,  $f_2(x)$  和  $f_3(x)$  的导数.  $x_i^{(1)}$  是方程  $f_1(x) = 0$  在  $\text{Im}(x) > \omega_{20c}$  或  $\text{Re}(x) > 0$  范围内的根;  $x_i^{(2)}$  是方程  $f_2(x) = 0$  在  $\omega_{21c}$

$< \text{Im}(x) < \omega_{20c}$  且  $\text{Re}(x) < 0$  范围内的根, 而  $x_i^{(3)}$  是方程  $f_3(x) = 0$  在  $\text{Im}(x) < \omega_{21c}$  且  $\text{Re}(x) < 0$  范围内的根. 原子的动力学性质及周围辐射场的性质与根的

分布与取值紧密相关. 根的取值依赖于上能级与带边的相对位置. 数值计算发现, 根的取值情况可以分成五个区域: 在区域 I 中, 存在一个纯虚根  $x^{(1)}$ , 满足  $\omega_{20} - \text{Im}(x^{(1)}) < \omega_c, \omega_{21} - \text{Im}(x^{(1)}) < \omega_c$ ; 在区域 II, 存在一个复根  $x^{(2)}$ , 其实部小于零, 而虚部满足  $\omega_{20} - \text{Im}(x^{(2)}) > \omega_c, \omega_{21} - \text{Im}(x^{(2)}) < \omega_c$ ; 在区域 III, 存在一个带负实部的复根  $x^{(3)}$ , 其虚部满足  $\omega_{20} - \text{Im}(x^{(3)}) > \omega_c, \omega_{21} - \text{Im}(x^{(3)}) > \omega_c$ ; 区域 IV 和 V, 无根存在. 当某根不存在时 (5) 式中相应项以零代替. (5) 式最后两项来自复平面上两个单值割缝, 对激发态原子随时间衰减中表现出的量子反 Zeno 效应起着重要的作用.

### 3. 抑制和加速效应

通过 Von Neumann 正交测量模型<sup>[6,10,16]</sup> (即对某个量子系统的测量就是向被测力学量的本征函数族投影) 对一个处于激发态的原子进行不同频率的测量. 假定原子系统在  $t = 0$  时刻处于激发态  $|2\rangle$ , 系统随着时间的演化, 原子将处于叠加态, 对系统的每次

测量将导致系统由叠加态向本次测量所得的激发态  $|2\rangle$  瞬时塌缩 (即为通常所说的 Von Neumann 投影或波包塌缩) 随后, 系统以此时刻为初始时刻, 以剩下的塌缩后的态  $|2\rangle$  为初态重新开始演化. 假定在  $T$  时间间隔内进行  $N$  次量子测量以观察原子是否处于激发态  $|2\rangle$ , 就是将  $[0-T]$  时间区间分成  $N$  份, 每一时刻  $t_n = nT/N (n = 1, 2, \dots, N)$  进行一次测量, 所以在  $[0-T]$  内经历  $N$  次测量后, 初态  $|2\rangle$  的概率为

$$P(T) = \{|A_2(T/N)|^2\}^N. \quad (6)$$

若  $A_2(t)$  严格以指数形式衰减,  $|A_2(T/N)|^{2N} = |A_2(T)|^2$ , 则量子测量对激发态原子的衰减无影响. 然而, 激发态系统在衰减的初始阶段总是非指数衰减的. 从 (5) 式可以看出,  $A_2(t)$  表达式除指数项外还存在非指数衰减项. 在通常情况下, 原子与自由空间电磁模相互作用的时间尺度  $\tau_0$  与原子共振频率的倒数同量级. 如果测量足够快, 使得测量频率  $\nu$  大于  $1/\tau_0$ , 则量子测量将导致激发态原子的衰减受到抑制, 且频率越大, 衰减越慢, 即出现量子 Zeno 效

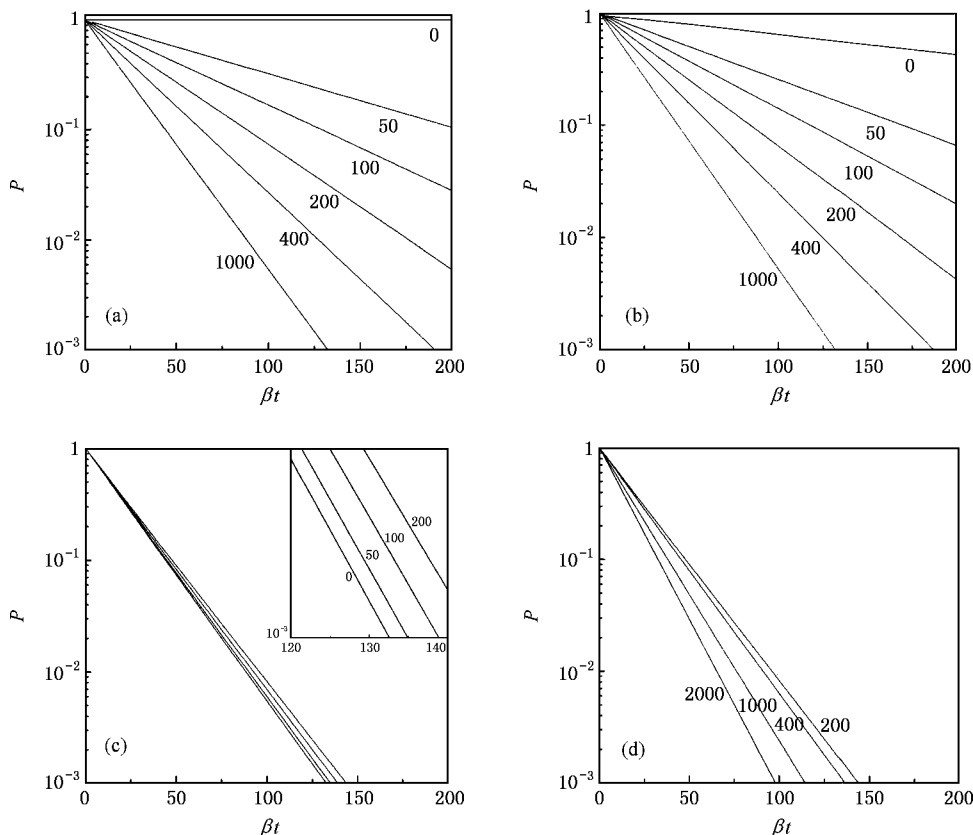


图 1 量子测量对激发态原子衰减的加速或抑制效应. 图中  $200\beta^{-1}$  时间段内不同的测量次数标记在相应的  $P(t)$  线上.  $\omega_c = 100\beta$ , 以及 (a)  $\lambda\omega_{20c} = -0.25\beta, \omega_{21c} = -0.3\beta$  在区域 I; (b)  $\lambda\omega_{20c} = 0.25\beta, \omega_{21c} = -0.1\beta$  在区域 II; (c) (d)  $\lambda\omega_{20c} = \beta, \omega_{21c} = 0.5\beta$  在区域 III

应. 一般情况下  $\tau_0 < 10^{-15}$  s, 在实际操作过程中实现如此快速测量较困难. 在下面的研究中可以发现, 当原子共振频率处于光子晶体带边附近时, 我们能够以较小频率的测量获得激发态衰减的抑制效应. 此外, 也可以看到量子测量导致衰减加速效应, 即量子反 Zeno 效应. 图 1 画出了处于各向异性光子晶体中  $\Lambda$  型激发态原子随时间的演化情况, 包括测量频率以及不同的原子共振频率  $\omega_{20}$ ,  $\omega_{21}$  与带边  $\omega_c$  的相对位置对原子衰减的影响.

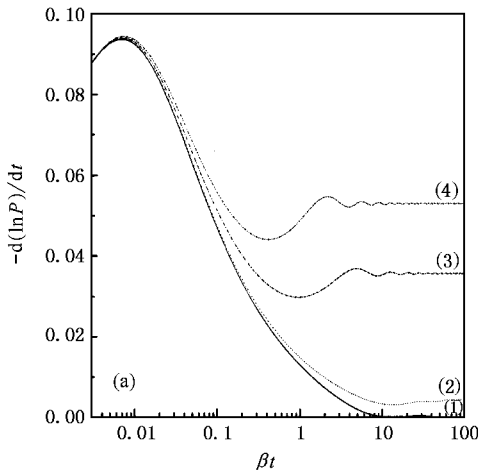
当原子的共振频率处于区域 I 时 ( $\omega_{20c} = -0.25\beta$ ,  $\omega_{21c} = -0.3\beta$ ) (5) 式可以写成

$$A_2(t) = \frac{e^{x_1^{(1)}\beta t}}{f_1'(x_1^{(1)})} + \frac{e^{i\omega_{20c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_1(x) e^{-x\beta t} dx + \frac{e^{i\omega_{21c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_2(x) e^{-x\beta t} dx. \quad (7)$$

此时原子通过两个通道跃迁所发射光子的频率均处于禁带, 原子与发射的光子形成稳态原子-光子束缚态, 导致部分原子激发态布居数不随时间衰减.  $x_1^{(1)}$  为纯虚根,  $e^{x_1^{(1)}\beta t}/f_1'(x_1^{(1)})$  不随时间衰减 (7) 式中两个积分项是多项式衰减, 在起始阶段衰减较快, 而在长时间后衰减很慢. 因此, 在区域 I 中对激发态测量的频率越大, 激发态原子布居数衰减越快, 即出现了反 Zeno 效应, 如图 1(a) 所示.

当原子共振频率处于区域 II 时 ( $\omega_{20c} = 0.25\beta$ ,  $\omega_{21c} = -0.1\beta$ ) (5) 式表示成

$$A_2(t) = \frac{e^{x_1^{(2)}\beta t}}{f_2'(x_1^{(2)})} + \frac{e^{i\omega_{20c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_1(x) e^{-x\beta t} dx$$



$$+ \frac{e^{i\omega_{21c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_2(x) e^{-x\beta t} dx. \quad (8)$$

原子发射的光频率分别为  $\omega_{20} - \text{Im}(x_1^{(2)})$  (处于导带中),  $\omega_{21} - \text{Im}(x_1^{(2)})$  (处在禁带中). 在发射场中存在一个传输模式的场和一个局域模式的场. 原子和局域光子形成的原子-光子束缚态因另一个传输场的存在而随时间衰减, 因此没有稳态布居数停留在上能级.  $x_1^{(2)}$  为一个含有较小负实部的复根 (8) 式中第一项为指数形式的衰减, 相应衰减率为  $-\text{Re}[x_1^{(2)}]$ . 由于该项为指数形式的衰减, 测量不会改变第一项对有效衰减率的影响. 而积分项的衰减速度随时间而变慢. 尽管存在指数式与多项式之间的干涉效应对整个系统衰减速度的影响, 但由于  $-\text{Re}[x_1^{(2)}]$  比较小, 干涉没有改变总衰减速度变慢的趋势. 因此, 与区域 I 的情况相似, 随着量子测量频率的增加, 出现原子衰减加速的效应, 如图 1(b) 所示.

图 1(c) (d) 分别给出了原子共振频率在区域 III 时 ( $\omega_{20c} = \beta$ ,  $\omega_{21c} = 0.5\beta$ ) 对原子初始激发态的不同测量频度导致的衰减抑制和加速效应. 在区域 III 中 (5) 式可以表示为

$$A_2(t) = \frac{e^{x_1^{(3)}\beta t}}{f_3'(x_1^{(3)})} + \frac{e^{i\omega_{20c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_1(x) e^{-x\beta t} dx + \frac{e^{i\omega_{21c}t}}{\pi} \int_0^\infty J_2(x) e^{-x\beta t} dx. \quad (9)$$

原子发射的光子频率  $\omega_{20} - \text{Im}(x_1^{(3)})$ ,  $\omega_{21} - \text{Im}(x_1^{(3)})$  均位于导带中, 不会产生光子-原子束缚态.  $x_1^{(3)}$  是

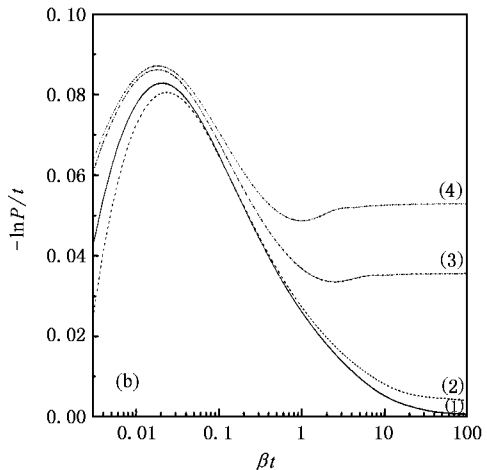


图 2 激发态原子的瞬时衰减率  $\Gamma(t)$  (a) 及有效衰减率  $\Gamma_{\text{eff}}(t)$  (b) (1)  $\omega_{20c} = -0.1\beta$ ,  $\omega_{21c} = -0.3\beta$ ; (2)  $\omega_{20c} = 0.25\beta$ ,  $\omega_{21c} = -0.1\beta$ ; (3)  $\omega_{20c} = \beta$ ,  $\omega_{21c} = 0.9\beta$ ; (4)  $\omega_{20c} = 2\beta$ ,  $\omega_{21c} = 1.5\beta$

一个含有相对较大负实部(与区域 II 相比较)的复数(9)式中的第一项随时间表现为  $e$  指数形式的衰减,相应的,不同频率的测量不会改变此项对有效衰减率的影响.尽管(9)式与(8)式在形式上很相似,但由于不存在光子原子束缚态,衰减率  $-\text{Re}[x_1^{(3)}]$  比较大(9)式中指数式与多项式之间的干涉导致测量效应更为复杂.在图 1(c)中可以看到,当测量频率较小的时候,测量导致了原子的衰减变慢的现象.而在测量频率较大的情况下,测量导致了衰减加速,如图 1(d)所示.

当原子共振频率处于区域 IV, V 时(5)式中仅积分项存在,测量对原子衰减的影响与区域 I, II 的情况相同,即出现反 Zeno 效应.

为了进一步理解上述现象,我们考察激发态原子瞬时衰减率  $\Gamma(t)$  与有效衰减率  $\Gamma_{\text{eff}}(t)$  随时间的演化性质.它们的定义为

$$\Gamma = - \frac{d[\ln P(t)]}{dt}, \Gamma_{\text{eff}} = - \frac{\ln P(t)}{t}. \quad (10)$$

图 2 分别描述了原子瞬时衰减率  $\Gamma(t)$  和有效衰减率  $\Gamma_{\text{eff}}(t)$  在不同频率相对位置时随时间演化的性质.从图中可以看出,在衰减的初始极短的时间内,两个衰减率均随时间而增加,达到极大值.这样的有效衰减率性质与量子 Zeno 效应紧密联系.但在此时间段后,它们的性质与原子共振频率的位置相关.

如图 2(a)所示,瞬时衰减率随时间增长而下降,到达一个极小值,然后出现震荡的性质,震荡幅度随时间逐步变小,瞬时衰减率趋向某常数.随着原子共振频率由区域 I(曲线(1))到区域 IV, 区域 II(曲线(2)), 区域 V, 区域 III(曲线(3,4)), 即由带隙逐步向导带内移动,瞬时衰减率会增大,出现极小值的时间会越早,而震荡的幅度会加大.这样的震荡性质来源于(5)式中指数式几个多项式之间的干涉(它们相应于不同的原子与本身辐射构成的缀饰态),由于它们的大小随时间衰减,相互干涉降低,震荡幅值下降.

当原子共振频率处于区域 I, II 时,辐射场中存在非传播的局域光场;而在区域 IV, V 时,则存在较强的、频率处于带边的、传播速度较慢弥散光场.衰减的原子可以重新吸收原子附近的光子重新回到上能态,从而降低了此时的瞬时衰减率,使其小于有效衰减率.尽管瞬时衰减率出现了震荡,但在震荡过程中,有效衰减率总是大于瞬时衰减率,因此,有效衰减率并没有因为瞬时衰减率的震荡而震荡,而是随着时间的增加而单调下降至某定值(如图 2(b)中曲线(1,2)所示),在这种情况下,测量频率越大,衰减就越快,即出现了量子反 Zeno 效应.而当处于区域 III 时(图 2(b)中曲线(3,4)),辐射场主要由传输模组成.在瞬时衰减率震荡的过程中,有效衰减率小于瞬时衰减率,因此有效衰减率先单调下降,在某时刻  $t_0$  达到极小值,然后单调上升至某一定值.原子共振频率处于导带的位置越深,到达极小值的时间越早.有效衰减率这样的演化性质导致了较复杂的测量效应.当测量频率小于  $\nu_0 = 1/t_0$  时,测量频率越大,原子衰减就越慢,即抑制原子的辐射.而当测量频率大于  $\nu_0$  时,测量频率越快,则原子衰减越快,即测量具有加速原子衰减的特性.

## 4. 结 论

本文讨论了量子测量对处于各向异性光子晶体中激发态  $\Lambda$  型三能级原子动力学性质的影响,主要包括量子测量引起的原子衰减的抑制和加速效应.研究发现,激发态原子的衰减被抑制和加速现象不仅与原子共振频率相对于光子晶体带边的位置有关,还与原子测量的频率大小相关.并在一定的条件下(即共振频率相对位置处于区域 III 时),利用较小频率的量子测量就可以得到衰减变慢的效应.

作者感谢与陈鸿教授所作的有益的讨论.

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059

John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486

[2] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 **79** 205

Bay S, Lambropoulos P, Mølmer K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2654

[3] Li Z Y, Lin L L, Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4341

Li Z Y, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574

Li Z Y, Wang J, Gu B Y 1998 *Phys. Rev. B* **58** 3721

[4] Wang X H, Gu B Y, Wang R Z, Xu H Q 2003 *Phys. Rev. Lett.*

**91** 113904

Wang X H, Kivshar Yuris, Gu B Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93**

073901

[5] Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68**

043805;

Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805

- Yang Y P , Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- Zhu S Y , Yang Y P , Chen H *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2136
- Yang Y P , Fleischhauer M , Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. E* **68** 015602(R)
- Yang Y P , Lin Z X , Xie S Y *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 603 [in Chinese ] 羊亚平、林志新、谢双媛等 1999 *物理学报* **48** 603 ]
- [ 6 ] Misra B , Sudarshan E C G 1977 *J. Math. Phys.* **18** 756
- [ 7 ] Cook R J 1988 *Phys. Scr.* **T21** 49
- [ 8 ] Itano W M , Heinzen D J , Bollinger J J *et al* 1990 *Phys. Rev. A* **41** 2295
- [ 9 ] Kofman A G , Kurizki G 1996 *Phys. Rev. A* **54** R3750
- [ 10 ] Facchi P , Nakazato H , Pascazio S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2001
- [ 11 ] Yang Y P , Fleischhauer M , Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 022103
- [ 12 ] Fischer M C , Gutierrez-Medina B , Raizen M G 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 4
- [ 13 ] Kofman A G , Kurizki G 2000 *Nature* ( London ) **405** 546
- [ 14 ] Lewenstein M , Rzazewski K 2000 *Phys. Rev. A* **61** 022105
- [ 15 ] John S , Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
- John S , Quang T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3419
- [ 16 ] Von Neumann J 1955 *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* ( Princeton : Princeton University Press ) Chap. V

## The effects of quantum measurement on an excited $\Lambda$ -type atom in three-dimensional photonic crystal<sup>\*</sup>

Huang Xian-Shan Xie Shuang-Yuan Yang Ya-Ping

( Department of Physics , Tongji University , Shanghai 200092 , China )

( Received 6 July 2005 ; revised manuscript received 8 November 2005 )

### Abstract

We have studied the effects of quantum measurements on the decay of an excited  $\Lambda$ -type atom embedded in anisotropic photonic crystal. It is found that the decay of the atom can be suppressed or accelerated by the quantum measurements. This depends on the relative positions of the upper levels of the atom from the band edge and the frequency of the quantum measurements. Due to the effects of the anisotropic photonic crystal , the decay suppression effect can be obtained in relatively low frequencies of the quantum measurement.

**Keywords** : quantum measurement , quantum zeno and anti-zeno effect , photonic crystals

**PACC** : 4250 , 3280 , 4270

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 90203007 , 60507008 ) and the Phosphor Tracing Plan of Shanghai Science Committee ( Grant No. 04QM1407 ).