

运用动态双洛伦兹库对激发态原子布局数的调控

张斯淇^{1,2}, 李 宏^{1,2}, 李美萱^{1,2}, 刘小涵^{1,2}

(1. 吉林工程技术师范学院量子信息技术交叉学科研究院, 吉林长春 130052;
2. 吉林省量子信息技术工程实验室, 吉林长春 130052)

摘 要: 随着量子信息领域的迅猛发展,通过实时调控量子系统的状态来控制量子态的相干与演化成为一个迫切需要解决的问题.本文研究动态双洛伦兹库对激发态原子布局数的调控,利用环境库的变化对原子系统相干性演化进行调制.讨论双洛伦兹库环境中心频率不同的动态调制形式对原子布局数演化的影响,选取双洛伦兹库环境中心频率的调制形式分别为:单次矩形脉冲、周期矩形脉冲、组合矩形脉冲和阶梯型矩形脉冲.双洛伦兹环境库的中心频率受到不同的动态环境库调制,系统的相干性演化在外力影响下得到了高效的保护和操纵,都能较好的实现可操控的量子态的相干性演化.这些为量子器件的研制提供重要的理论依据.

关键词: 量子调控; 自发辐射; 激发态原子

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112(2021)11-2251-05

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.12263/DZXB.20200893

Control of the Population of Excited Atom by Using the Dynamic Double Lorentzian Reservoir

ZHANG Si-qi^{1,2}, LI Hong^{1,2}, LI Mei-xuan^{1,2}, LIU Xiao-han^{1,2}

(1. Institute for Interdisciplinary Quantum Information Technology, Jilin Engineering Normal University, Changchun, Jilin 130052, China;
2. Jilin Engineering Laboratory for Quantum Information Technology, Changchun, Jilin 130052, China)

Abstract: This paper uses the change of environment library to modulate the coherence evolution of atomic system. The influence of different dynamic modulation forms on the evolution of atomic population is discussed. The modulation forms of the environment center frequency of double Lorentzian reservoir are selected as single rectangular pulse, periodic rectangular pulse, combined rectangular pulse and step rectangular pulse. The central frequency of the double Lorentzian environment reservoir is modulated by different dynamic environment reservoirs, and the coherent evolution of the system is effectively protected and manipulated under the influence of external forces, and the coherence evolution of the controllable quantum state can be better realized. These provide important theoretical basis for the development of quantum devices.

Key words: quantum control; spontaneous emission; excited atom

1 引言

随着量子信息技术和光电子学的迅速发展,对自发辐射^[1-5]的认识不断深入,它是与光的产生有关的基本现象,但很难控制.如何调制自发辐射,控制量子态的相干与演化,即如何抑制或增强自发辐射^[6-8],是量子信息学中重要的课题之一.自发辐射控制^[9-11]在发光二极管,纳米天线,太阳能电池等光学器件设计中发挥重要作用,对量子光学新技术的探索与开发也尤为重要.

目前,国内外的学者们提出了很多关于控制量子

系统演化的方案,但仍存在不可逆的破坏性和一定的局限性. Purcell^[12]证明了自发辐射不是原子的内在属性,原子的自发辐射性质是取决于周围的外部环境. Goy^[13]等人也通过实验证实了空腔可抑制激发原子的衰变.原子自发辐射的本质是原子与周围的外部环境间的耦合^[14-16]. Linington 等人通过一个动态的耗散环境操纵一个两能级原子量子态演化. Calajò 等人运用环境控制单个量子发射器的自发辐射.随后人们利用金属纳米粒子结构和光子晶体腔^[17-19]控制调制原子的自

收稿日期:2020-08-15;修回日期:2021-03-06;责任编辑:李勇锋

基金项目:国家自然科学基金(No.11947060, No.11947085);吉林省教育厅科技规划(No.JJKH20190764KJ);吉林工程技术师范学院博士科研启动经费专项(No.BSKJ201828)

发射. 邢容等人利用动态光子晶体环境研究二能级原子自发辐射场特性. Vaseghi 等人在光子晶体中分析量子点的自发辐射控制. 那么通过人为设计有利的光子环境, 利用动态操纵原子周围的环境, 改变与原子相互作用的环境, 成为控制量子态的相干与演化的一个重要研究方向.

本文中, 将理论研究动态双洛伦兹库对激发态原子布局数的调控, 通过改变双洛伦兹库中心频率的动态调制形式对两能级原子系统相干性演化的影响. 在动态调制下, 选取双洛伦兹库中心频率的调制形式分别为: 单次矩形脉冲、周期矩形脉冲、组合矩形脉冲和阶梯型矩形脉冲. 从两能级原子在腔中的态演化出发, 在此基础上讨论双洛伦兹库环境中心频率不同的动态调制形式对原子布局数演化的影响. 研究发现, 双洛伦兹环境库的中心频率受到不同的动态环境库调制, 系统的相干性演化在外力影响下得到了高效的保护和操纵, 都可较好的实现可操控的量子态的相干性演化, 为实验中控制量子态的演化提供理论参考.

2 基本理论

讨论位于微腔中的两能级原子(初态为激发态), 在偶极近似与旋波近似下, 量子系统的哈密顿量为:

$$H = \hbar\omega_1|e\rangle\langle e| + \sum_k \hbar\omega_k a_k^\dagger a_k + i\hbar \sum_k g_k (a_k^\dagger |g\rangle\langle e| - a_k |e\rangle\langle g|) \quad (1)$$

式(1)中, k 为电磁模的动量和极化; ω_1 为原子共振跃迁频率, ω_k 为辐射光子频率; a_k^\dagger 为辐射场第 k 个模式的产生算符, a_k 为辐射场第 k 个模式的湮灭算符; g_k 为原子与场的耦合系数.

对于任意 t 时刻系统状态矢量为:

$$|\psi(t)\rangle = A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \sum_k B_k(t)e^{-i\omega_k t}|g, \{1_k\}\rangle \quad (2)$$

式(2)中, $|e, \{0\}\rangle$ 为原子处于激发态 $|e\rangle$ 没有光子, $|g, \{1_k\}\rangle$ 为原子处于基态 $|g\rangle$ 且产生一个模式为 k 的光子.

当辐射场频率连续分布, 需要把式(1)和(2)进行变换, 将求和变积分, 即: $\sum_k \rightarrow \int \rho(\omega, t) d\omega$, 其中 ω 为光子频率, $\rho(\omega, t)$ 为光子态密度. 又因为系统的初态为激发态 ($|A(0)|^2 = 1, B_k(0) = 0$), 则式(1)和(2)变为:

$$H = \hbar\omega_1|e\rangle\langle e| + \int \hbar\omega a_\omega^\dagger a_\omega \rho(\omega, t) d\omega + i\hbar \int g_\omega (a_\omega^\dagger |g\rangle\langle e| - a_\omega |e\rangle\langle g|) \rho(\omega, t) d\omega \quad (3)$$

$$|\psi(t)\rangle = A(t)e^{-i\omega_1 t}|e, \{0\}\rangle + \int B_\omega(t)e^{-i\omega t} \rho(\omega, t) d\omega |g, \{1_\omega\}\rangle \quad (4)$$

态函数的演化满足薛定谔方程, 由薛定谔方程

($\hbar = 1$) 可得到系统演化的动力学方程^[20]为:

$$A'(t) = -\int g_\omega B_\omega(t) e^{-i(\omega - \omega_1)t} \rho(\omega, t) d\omega \quad (5)$$

$$B'_\omega(t) = g_\omega A(t) e^{-i(\omega_1 - \omega)t} - B_\omega(t) \rho'(\omega, t) / \rho(\omega, t) \quad (6)$$

其中: $\rho'(\omega, t) = \frac{d\rho(\omega, t)}{dt}, g_\omega = 1$.

对于大多数腔的光子态密度均为洛伦兹型分布. 双洛伦兹库模型^[21]的态密度函数形式为具有相同中心频率的两个单洛伦兹型光子库相加, 表达式为:

$$\rho(\omega) = \frac{W_1 \gamma_1}{(\omega - \omega_c)^2 + (\frac{\gamma_1}{2})^2} + \frac{W_2 \gamma_2}{(\omega - \omega_c)^2 + (\frac{\gamma_2}{2})^2} \quad (7)$$

式(7)中 W_1, W_2 为比重, 且满足 $W_1 + W_2 = 1; \gamma_1, \gamma_2$ 为半宽度; ω_c 为库的中心谐振频率.

当双洛伦兹模型库的中心谐振频率受到动态环境库调制. 原子所处环境库态密度函数形式变为:

$$\rho(\omega) = \frac{W_1 \gamma_1}{(\omega - \omega_c(t))^2 + (\frac{\gamma_1}{2})^2} + \frac{W_2 \gamma_2}{(\omega - \omega_c(t))^2 + (\frac{\gamma_2}{2})^2} \quad (8)$$

3 双洛伦兹库的中心谐振频率受动态库环境调制对激发态原子布局数的调控

研究激发态原子在动态双洛伦兹环境库中原子能级布局数 $P(P = |A(t)|^2)$ 随时间的演化. 为了对比方便, 在图1中, 我们利用式(5)、(6)和(7)计算给出静态无调制下, 双洛伦兹环境模型库中原子布局数的演化曲线. 主要参数为: 原子共振跃迁频率 $\omega_1 = 100\beta$, 库的中心谐振频率 $\omega_c = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$.

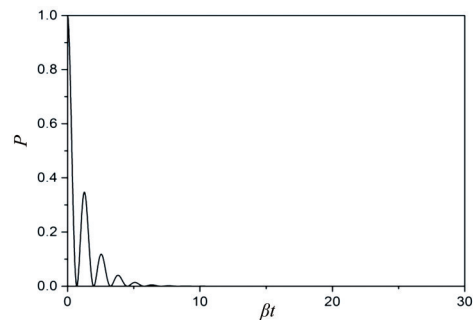


图1 静态无调制下双洛伦兹环境模型库原子布局数 P 的演化曲线 (β 为无量纲相对量, t 为相对时间), $\omega_1 = 100\beta, \omega_c = 100\beta, \gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$

下面, 利用式(5)、(6)和(8)来计算双洛伦兹环境库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受动态调制下原子系统的相干演化, 来实现对激发态原子态演化的调控. 由于库的中心谐振频率 $\omega_c(t)$ 受动态环境库调制, 故在无调制时间段内, 库的

中心谐振频率 $\omega_c = 100\beta$,原子的共振跃迁频率和库的中心频率共振;在调制时间段内,库的中心频率 $\omega_c = 102\beta$,原子的共振跃迁频率和库的中心频率是失谐的.

在图2和图3中,我们考虑双洛伦兹库的中心谐振频率受单次矩形脉冲调制对原子布局数演化的影响,参数同上.在图2中研究了库的中心谐振频率 $\omega_c(t)$ 受不同时刻起点同调制宽度的单次矩形脉冲调制,分别取不同的时刻起点0~0.3(蓝虚线),0.3~0.6(绿虚线)和0.6~0.9(红虚线),如图2(a)、(b)和(c)所示.图3讨论了库的中心谐振频率 $\omega_c(t)$ 受同时刻起点不同调制宽度的单次矩形脉冲调制,调制宽度分别取为0.2~0.5(蓝虚线),0.2~1(绿虚线)和0.2~1.5(红虚线),如图3(a)、(b)和(c)所示.为了方便参考,图2和3中同时也给出了静态无调制下双洛伦兹环境模型库原子布局数的演化曲线(黑实线).从图2和图3中可知,当库的中心谐振频率 $\omega_c(t)$ 受单次矩形脉冲调制时,对原子系统的相干性具有一定的破坏性,原子与新环境库相互作用继续演化,能量向腔外耗散的速度变慢,抑制了量子系统的退相干.在不同的时刻起点加入单次矩形脉冲,衰减抑制效应都有所体现.随着调制宽度的增大,原子衰减到基态所需时间长,能量向腔外耗散的速度变慢,抑制了能量的衰减.

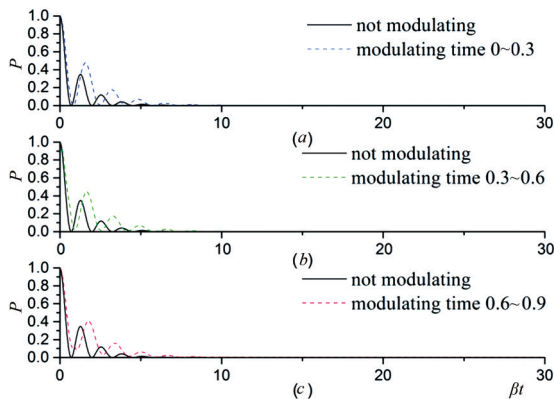


图2 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受单次矩形脉冲调制(不同时刻起点、同调制宽度)对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$

在图4~图7中研究双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受周期性的脉冲调制,即通过周期性改变系统耦合的环境来调节和控制原子系统相干演化.图中用点划线表示周期性的脉冲调制,用黑实线表示静态无调制下双洛伦兹环境模型库原子布局数的自然演化曲线.图4中心频率受周期矩形调制的形式为同调制宽度,不同调制频率.调制频率分别为6,5和4,如图4(a)~(c)所示.原子周期性的与新的库环境之间相互作用,导致原子系统演化过程中与库环境之间交换能量的频率被周期性的改变,出现原子系统布局数振荡发生变化.当调制

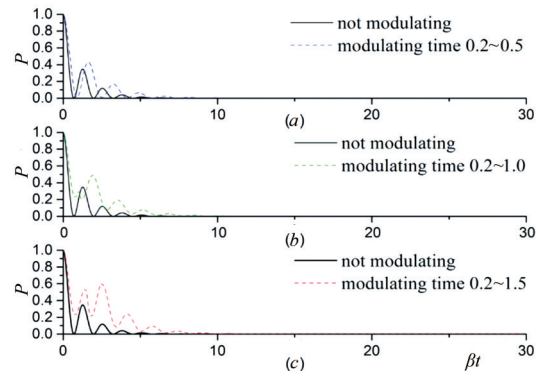


图3 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受单次矩形脉冲调制(同时刻起点、不同调制宽度)对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$

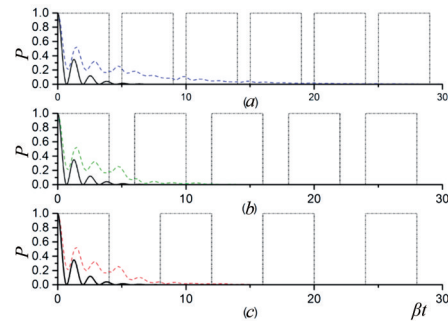


图4 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受周期矩形脉冲调制(同调制宽度、不同调制频率)对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$.(a)调制频率为6;(b)调制频率为5;(c)调制频率为4

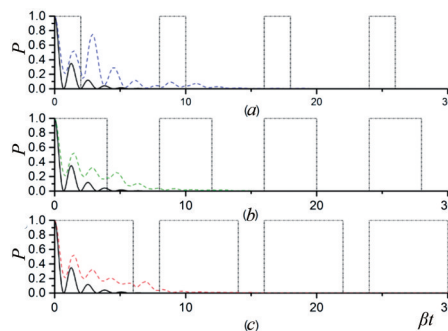


图5 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受周期矩形脉冲调制(不同调制宽度、同调制频率)对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2.5, W_1 = 0.8, W_2 = 0.2$.(a)调制宽度为2;(b)调制宽度为4;(c)调制宽度为6

频率较大时,能量耗散到腔外的速度最慢,原子衰减到基态的时间最长,原子系统失去相干性的速度最慢.

图5中心频率受周期矩形调制的形式为不同调制宽度、同调制周期.图5(a)中蓝虚线为调制宽度为2,图5(b)中绿虚线为调制宽度为4,图5(c)中红虚线为调制宽度为6.环境的改变导致原来系统的振荡周期发生改变.当周期调制宽度较小时,布局数振荡的幅度较明

显,对原子系统的相干性影响较大.当中心频率受不同调制频率或不同调制宽度的矩形脉冲调制,都可以高效地抑制量子系统的退相干.

下面探讨双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受组合型和阶梯型周期性矩形脉冲调制对原子上能级布局数 P 演化的影响.图6中心频率受组合型周期矩形脉冲调制,图6(a)为长-短组合型矩形脉冲,图6(b)为短-长组合型矩形脉冲.由于是长脉冲和短脉冲不同组合而成的周期矩形脉冲调制,故在调制时间和非调制时间里所受的库环境是不一样的.原子受到不同环境的作用,这样就实现了利用不同环境对原子系统相干性演化的调制.图6(a)在开始的时间段内受到的脉冲调制时间较长,系统的相干性寿命被延长,出现系统衰减被抑制,原子衰减到基态的时间会变长.比较图6(a)和(b),我们发现长-短脉冲组合调制对原子系统的相干性破坏力较大,振荡的振幅较大,衰减抑制效应更明显.

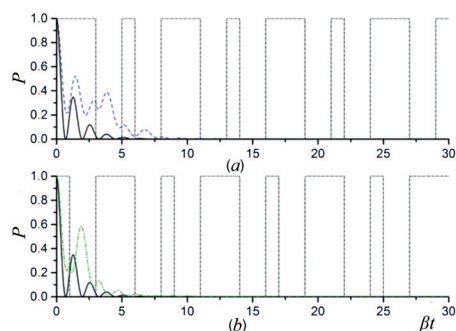


图6 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受组合周期矩形脉冲调制对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5$, $\gamma_2 = 2.5$, $W_1 = 0.8$, $W_2 = 0.2$

图7中心频率受阶梯型周期矩形脉冲调制.在图7(a)中,在第一个阶梯脉冲调制时间段内,库的中心谐振频率 $\omega_c = 99\beta$;在第二个阶梯脉冲调制时间段内,库的中心谐振频率 $\omega_c = 101\beta$;在第三个阶梯脉冲调制时间段内,库的中心谐振频率 $\omega_c = 102\beta$;以此三个递增阶梯为一个周期,对双洛伦兹库的中心频率进行调制.在无调制时间段内,库的中心谐振频率 $\omega_c = 100\beta$.图7(b)为中心频率受递减型矩形脉冲调制,调制方式与图7(a)的方向相反,参数同上.随着阶梯型动态调制,原子不断地与新环境库相互作用,破坏了原子系统原有的布局振荡,系统的相干性演化得到了保护和操纵.

对比分析四种不同调制形式发现,当库的中心频率受单次矩形脉冲调制(图2~3)比其他三种调制形式,衰减抑制效应最不明显;当库的中心频率受周期性矩形脉冲调制(图4~5)较其他三种调制形式,原子系统布局振荡幅度最明显;当库的中心频率受阶梯型脉冲调制(图7)与其他三种调制形式相比,原子衰减到基态所

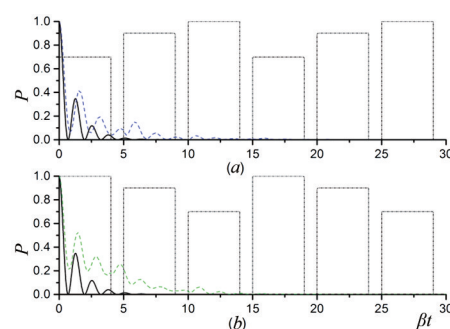


图7 双洛伦兹库的中心频率 $\omega_c(t)$ 受阶梯周期矩形脉冲调制对原子布局数 P 演化的影响, $\omega_1 = 100\beta$, $\gamma_1 = 1.5$, $\gamma_2 = 2.5$, $W_1 = 0.8$, $W_2 = 0.2$

需时间最长.通过改变库的中心频率使原子处于两种不同性质的耦合交替变化之中,原子与新的环境之间重新建立的耦合不停的被打断,导致电磁模式密度重新分配,在不同的周期策动下形成新的布局演化.

4 结论

本文从理论上研究了通过动态操纵双洛伦兹库对初态处于激发态的两能级原子系统布局数的调控,讨论了双洛伦兹库环境中心频率不同的动态调制形式对原子布局数演化的影响,有效地保护了系统的相干性演化.当库的中心谐振频率受单次矩形脉冲调制时,在不同的时刻起点加入单次矩形脉冲,衰减抑制效应都有所体现.随着调制宽度的增大,原子衰减到基态所需时间长,能量向腔外耗散的速度变慢,抑制了能量的衰减.当中心频率受不同调制频率或不同调制宽度的周期矩形脉冲调制,都可以高效地抑制量子系统的退相干.当调制宽度增大,调制脉冲带给系统相干性演化的破坏性作用在逐渐增加,原子与腔之间的作用就变为原子与包括共振模式之外的越来越多的模式之间耦合.当调制频率增加,改变了系统耦合作用的环境频率增加,相当于给原子系统不断施加外力.原子系统与原来库环境之间的耦合被打断,并开始与新环境库之间相互作用继续演化,出现原子激发态能级布局振荡幅度不断发生变化.长-短脉冲组合调制对原子系统的相干性破坏力较大,振荡的振幅较大,衰减抑制效应更明显.随着阶梯型脉冲动态调制,破坏了原子系统原有的布局振荡,系统的相干性演化得到了保护.研究表明,双洛伦兹环境库的中心频率受到不同的动态环境库调制,系统的相干性演化在外力影响下得到了高效的保护和操纵,都可较好的实现可操控的量子态的相干性演化.这些为新型纳米器件及光电子设备的制造和优化提供理论参考.

参考文献

- [1] ROUT S, QI Z, PETROSYAN L S, et al. Effect of random

- nanostructured metallic environments on spontaneous emission of HITC dye[J]. *Nanomaterials*, 2020, 10(11): 2135.
- [2] STOURM E, LEPERS M, ROBERT J, et al. Spontaneous emission and energy shifts of a Rydberg rubidium atom close to an optical nanofiber[J]. *Physical Review A*, 2020, 101: 052508.
- [3] MOK W K, YOU J B, ZHANG W Z, et al. Control of spontaneous emission of qubits from weak to strong coupling[J]. *Physical Review A*, 2019, 99: 053847.
- [4] SONIYA N, ASWATHY S, ANAGHA G S, et al. Radiative energy transfer assisted amplified spontaneous emission in asymmetric-coupled-waveguide structures[J]. *Journal of Applied Physics*, 2020, 128: 083104.
- [5] JIN C Y, JOHNE R, SWINKELS M Y, et al. Ultrafast non-local control of spontaneous emission[J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9: 886 – 890.
- [6] KLEPPNER D. Inhibited spontaneous emission [J]. *Physical Review Letters*, 1981, 47: 233 – 236.
- [7] LIN Z, PICK A, LONČAR M, et al. Enhanced spontaneous emission at third-order dirac exceptional points in inverse-designed photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117: 107402.
- [8] ZHANG J L, SUN S, BUREK M J, et al. Strongly cavity-enhanced spontaneous emission from silicon-vacancy centers in diamond[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(2): 1360 – 1365.
- [9] KIM D H, DALÉO A, CHEN X K, et al. High-efficiency electroluminescence and amplified spontaneous emission from a thermally activated delayed fluorescent near-infrared emitter[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12: 98 – 104.
- [10] HE Y Z, JI L J, WANG Y Z, et al. Geometric control of collective spontaneous emission[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 213602.
- [11] YE L M, YI X J, WANG T B, et al. Enhancement and modulation of spontaneous emission near graphene-based hyperbolic metamaterials[J]. *Materials Research Express*, 2019, 6: 125803.
- [12] PURCELL E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies[J]. *Physical Review*, 1946, 69(12): 681.
- [13] GOY P, RAIMOND J M, GROSS M, HAROCHE S. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission [J]. *Physical Review Letters*, 1983, 50(24): 1903 – 1906.
- [14] LININGTON I E, GARRAWAY B M. Dissipation control in cavity QED with oscillating mode structures[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(3): 033831.
- [15] CALAJÒ G, RIZZUTO L, PASSANTE R. Control of spontaneous emission of a single quantum emitter through a time-modulated photonic-band-gap environment[J]. *Physical Review A*, 2017, 96: 023802.
- [16] ZHANG S Q, LU J B, LI H, et al. Research on system coherence evolution of different environmental models[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2018, 57(4): 1004 – 1012.
- [17] ZHANG Y J, MAN Z X, XIA Y J, GUO G C. Entanglement sudden death in band gaps[J]. *The European Physical Journal D*, 2010, 58(3):397 – 401.
- [18] 邢容,谢双媛,许静平,羊亚平. 动态光子晶体环境下二能级原子的自发辐射场及频谱的特性[J]. *物理学报*, 2016, 65(19): 194204.
XING Rong, XIE Shuang-yuan, XU Jing-ping, YANG Ya-ping. Characteristics of the spontaneous emission field and spectrum of a two-level atom in a dynamic photonic crystal [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(19): 194204.(in Chinese)
- [19] VASEGHI B, HASHEMI H. Spontaneous emission control of quantum dots embedded in photonic crystals: effects of external fields and dimension[J]. *Optics Communications*, 2016, 369: 209 – 214.
- [20] 黄仙山,刘海莲,羊亚平,石云龙. 运用动态 Lorentz 库实现对激发原子动力学特性的调控[J]. *物理学报*, 2011, 60(2): 024205.
HUANG Xian-shan, LIU Hai-lian, YANG Ya-ping, SHI Yun-long. Control of the evolution of an excited atom by using the dynamic Lorentzian reservoir[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(2): 024205.(in Chinese)
- [21] GARRAWAY B M. Nonperturbative decay of an atomic system in a cavity[J]. *Physical Review A*, 1997, 55(3): 2290 – 2303.

作者简介



张斯淇 女, 1988年5月出生, 吉林通化人. 2017年毕业于吉林大学物理学院, 其后工作于吉林工程技术师范学院. 从事量子调控与光子晶体方面理论研究.
E-mail: siqizhang88@163.com



李宏 男, 1989年2月出生, 吉林公主岭人. 2018年毕业于东北师范大学物理学院, 其后工作于吉林工程技术师范学院. 从事量子调控方面理论研究.