

文章编号: 1007-4627(2002)02-0202-04

量子干涉效应对原子共振荧光非经典特性的影响*

高韶燕, 李福利

(西安交通大学理学院应用物理系, 陕西 西安 710049)

摘要: 研究了两个自发辐射路径之间的量子干涉效应对 V 型三能级原子压缩谱和光子反聚束效应的影响. 结果表明, 量子干涉可以加强压缩效应和展宽出现压缩的相位角分量的范围, 但却会减弱反聚束效应.

关键词: 量子干涉; 压缩谱; 光子反聚束

中图分类号: O431.1; O562.1 **文献标识码:** A

量子力学中的各种干涉现象都源于态的线性叠加原理. 因原子跃迁几率与初末态之间的偶极矩阵元的平方成正比, 所以当原子由多个激发能级的线性叠加态跃迁到一共同的低能态时, 不同跃迁路径之间的干涉会对跃迁产生影响. 近年来, 多能级原子系统中的量子干涉效应得到广泛关注和研究, 发现许多新的现象, 比如: 无反转光放大^[1]、电磁感应透明(EIT)^[2]、透明高折射指数材料^[3]等. 最近的研究表明, 量子干涉效应可以导致自发辐射禁戒并且很大程度地改变荧光谱^[4]. 依赖于相位的共振荧光谱和荧光光子强度涨落提供了更丰富的原子辐射场的信息. 在本文中, 我们研究量子干涉效应对

原子共振荧光的压缩和光子反聚束这两个非经典特性的影响.

考虑一 V 型三能级原子受到相干场驱动并与自由空间的电磁场真空模相耦合. 设两个靠近的激发态能级 $|2\rangle$ ($\hbar\omega_2$) 和 $|1\rangle$ ($\hbar\omega_1$) 之间的能级间隔为 $\hbar\omega_{21}$, 它们通过一个单模激光场(频率 ω_L , 振幅 E_L , 偏振矢量 e_L) 和电磁场真空模与共同基态 $|0\rangle$ 相耦合. 这里假定两激发态能级的间隔很小, $|2\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 之间的真空模耦合同 $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 之间的可以认为完全相同. 两激发态能级之间的直接跃迁是电偶极禁戒的. 取 $\hbar=1$ 为单位, 在以激光频率 ω_L 旋转的坐标系中, 系统的哈密顿量可写为

$$\hat{H} = (\Delta - \omega_{21}) |1\rangle\langle 1| + \Delta |2\rangle\langle 2| + [(\Omega_1 \hat{A}_{10} + \Omega_2 \hat{A}_{20}) e^{-i\omega_L t} + H. c.], \quad (1)$$

其中, $\Delta = \omega_2 - \omega_L$ 是上激发能级到基态能级之间跃迁与驱动场的偏调量; $\Omega_i = E_L e_L \cdot \mu_{i0}$ ($i=1, 2$) 是驱动场的 Rabi 频率, μ_{i0} 是原子从 $|i\rangle$ 到 $|0\rangle$ 的跃迁偶极矩, 假定为实数; 原子算符 $\hat{A}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j=0, 1, 2$). 假定此原子系统在标准真空中衰变, 那么在旋波近似下可以推导出原子的约化密度矩阵元的运动方程:

$$\dot{\rho}_{01} = -\frac{\gamma_1}{2}\rho_{01} - \frac{\gamma_{12}}{2}\rho_{02} + i(\Delta - \omega_{21})\rho_{01} - i\Omega_2\rho_{21} - i\Omega_1(1 - \rho_{22} - 2\rho_{00}), \quad (2a)$$

$$\dot{\rho}_{02} = -\frac{\gamma_2}{2}\rho_{02} - \frac{\gamma_{12}}{2}\rho_{01} + i\Delta\rho_{02} - i\Omega_1\rho_{12} - i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{00}), \quad (2b)$$

$$\dot{\rho}_{00} = \gamma_1(1 - \rho_{00}) + (\gamma_2 - \gamma_1)\rho_{22} + \gamma_{12}(\rho_{12} + \rho_{21}) - i\Omega_1(\rho_{10} - \rho_{01}) - i\Omega_2(\rho_{20} - \rho_{02}), \quad (2c)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -\left[\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right]\rho_{12} - \frac{\gamma_{12}}{2}(1 - \rho_{00}) + i\omega_{21}\rho_{12} - i\Omega_1\rho_{02} + i\Omega_2\rho_{10}. \quad (2d)$$

收稿日期: 2002-03-27; 修改日期: 2002-04-30

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19674044); 西安交通大学自然科学基金资助项目

作者简介: 高韶燕(1976-), 女(汉族), 山西晋城人, 在职博士, 从事量子光学研究.

$$\dot{\rho}_{22} = -\gamma_2 \rho_{22} - \frac{\gamma_{12}}{2} (\rho_{12} + \rho_{21}) - i\Omega_2 (\rho_{02} - \rho_{20}) . \quad (2e)$$

容易证明： $\dot{\rho}_{10} = \dot{\rho}_{01}^+$ ， $\dot{\rho}_{20} = \dot{\rho}_{02}^+$ ， $\dot{\rho}_{21} = \dot{\rho}_{12}^+$ ， $\langle A_{ij}(t) \rangle = \rho_{ji}(t)$ 。其中定义 γ_i 是激发能级 $|i\rangle$ ($i=1,2$) 到基态 $|0\rangle$ 的自发辐射衰变常数； $\gamma_{12} = p\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$ ($p = \mu_{10}\mu_{20} / |\mu_{10} \parallel \mu_{20}|$) 则代表了跃迁路径 $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ 之间的量子干涉。下面分别考虑量子干涉对依赖于相位的荧光压缩谱和荧光光子反聚束效应的影响。

正常序稳态压缩谱定义为^[5]

$$: S(\omega, \theta) := \frac{1}{2\pi} \mathcal{R} \int_{-\infty}^{+\infty} \lim_{t \rightarrow \infty} \langle : E_\theta(t), E_\theta(t+\tau) : \rangle e^{i\omega\tau} d\tau , \quad (3)$$

$E_\theta(\mathbf{r}, t)$ 是相位为 θ 的慢变电场算符。光子反聚束由辐射场的二阶强度关联函数来定义

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}t + \tau) = \frac{\langle E^{(-)}(\mathbf{r}t) E^{(-)}(\mathbf{r}, t + \tau) E^{(+)}(\mathbf{r}, t + \tau) E^{(+)}(\mathbf{r}t) \rangle}{\langle E^{(-)}(\mathbf{r}t) E^{(+)}(\mathbf{r}t) \rangle \langle E^{(-)}(\mathbf{r}, t + \tau) E^{(+)}(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle} . \quad (4)$$

由于场算符 $E^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ 正比于原子极化算符 $\mu_{10} A_{10} + \mu_{20} A_{20}$ ，所以(3)和(4)式中的双时场关联函数可以通过计算原子算符的双时关联函数得到。在以下的数值结果中，取 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ 和 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ ，用到的物理量 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_{12}, \Omega, \omega_{21}, \Delta$ 均以 γ 为单位。

首先考察量子干涉对压缩谱的影响。对原子激发态能级简并情况，在弱共振驱动条件下，我们发现最大压缩总是出现在原子跃迁频率附近的场的垂直相位分量上，而平行相位分量上根本不会出现压缩，这类似于二能级原子的情况^[5,6]。图 1 描述了在场垂直相位分量上的不同驱动强度的压缩谱，同时对量子干涉效应对压缩谱的影响。驱动强度较弱时，最大的压缩出现在谱中心，即原子跃迁频率处；只要强度足够小，荧光场的垂直相位分量上，全部频率分量的量子起伏都可以压缩至真空噪声极

限之下。随着驱动强度增大，最大压缩从谱的中心位置移动到两侧。可以看到在适当的驱动强度下，量子干涉可以大幅度地加强压缩和展宽呈现压缩的频谱范围。当驱动强度进一步增强时，压缩消失而出现 Mollow 谱结构的两个边峰，这时量子干涉会展宽 Mollow 边峰。

当两激发态能级简并但原子跃迁与驱动场之间存在偏调时，我们发现通过改变偏调量可使最大压缩从垂直分量移动到平行分量上。当偏调量较小时，最大压缩总是出现在谱中心处，量子干涉效应使得在更宽的相位分量范围内出现压缩，而且出现最大压缩所相应的相位角也会移动。在强驱动和大偏调情况下，压缩转移到平行分量上，在 Rabi 边频处出现双模压缩。这时量子干涉引起压缩峰的展宽，但是不影响压缩峰的峰值和位置。

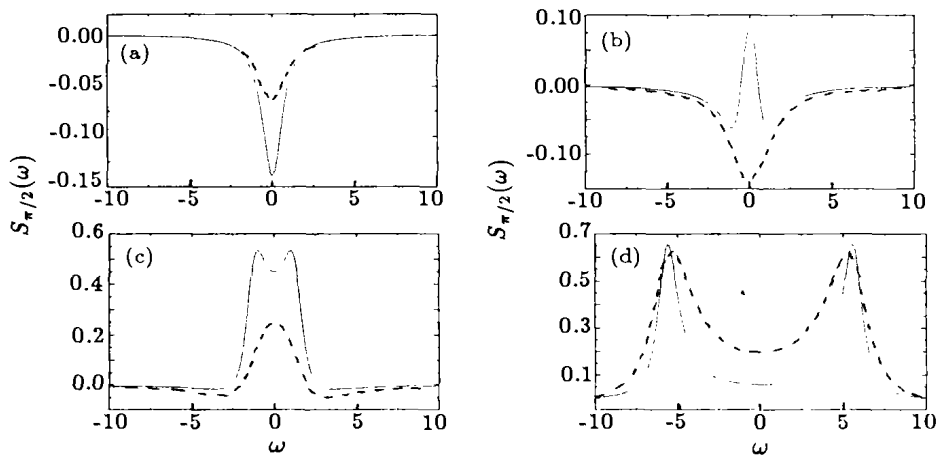


图 1 简并共振情况下，荧光场垂直分量的压缩谱

$\gamma=1, \Delta=0, \omega_{21}=0; \gamma_{12}=0.999$ (---), 0.0 (—); (a) $\Omega=0.1$, (b) $\Omega=0.2$, (c) $\Omega=0.5$, (d) $\Omega=2.0$.

对于非简并的情况, 当激发态上能级与驱动场共振时, 最大压缩仍然出现在场的垂直相位分量上. 量子干涉在弱驱动条件下增强压缩效应, 同时使中心谱线变得尖锐, 尤其是强驱动条件下更为显著. 如果原子与驱动场存在偏调(如图 2 所示), 通过调节偏调量的大小, 我们可以确定在哪个相位分量上谱线中心频率分量的压缩取得最大值, 同时量子干涉增强压缩, 并且拓宽了出现压缩的相位

区域.

图 3 和图 4 分别给出了场的二阶强度关联函数. 由图 3 可以看到, 驱动较强时, $g^{(2)}(\tau)$ 以 1.0 为轴振荡且衰减, 量子干涉减弱了振荡的幅度而不改变周期. 在驱动减弱时, 量子干涉会使 $g^{(2)}(\tau)$ 更快地趋近于 1.0, 也就是说原子系统辐射的光子之间的时间相干性减弱, 辐射光子趋近于随机的 Poissonian 分布.

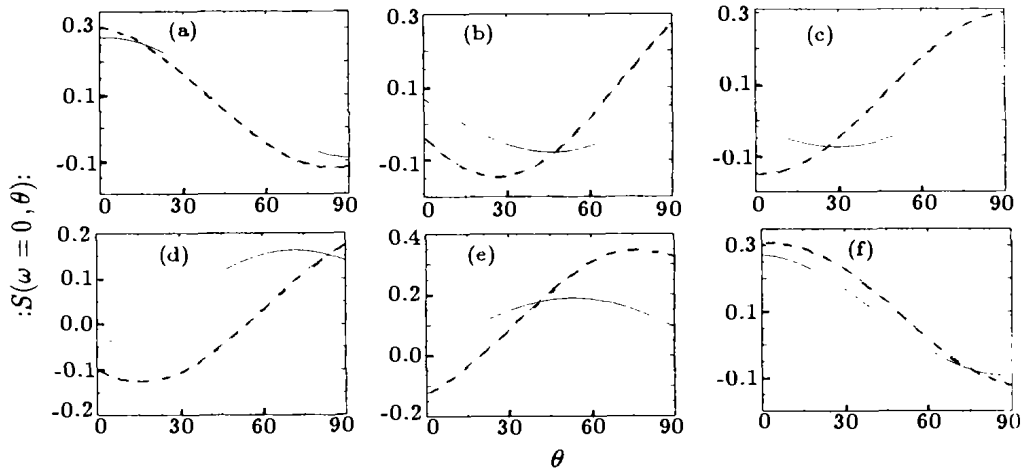


图 2 非简并非共振条件下, 压缩谱中心峰值随相位角度的变化

$\gamma=1, \Omega=0.15, \omega_{21}=1; \gamma_{12}=0.999$ (---), 0.0 (—); (a) $\Delta=0$, (b) $\Delta=0.25$, (c) $\Delta=0.34$, (d) $\Delta=0.6$, (e) $\Delta=0.7$, (f) $\Delta=1.0$.

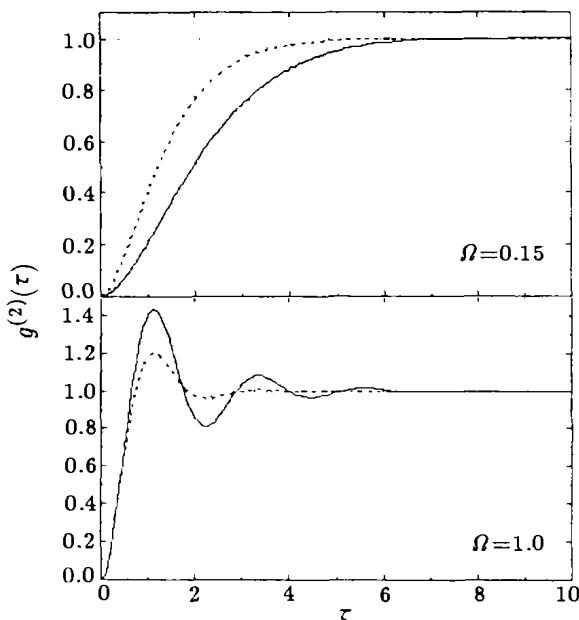


图 3 简并三能级情况下 ($\omega_{21} = \Delta = 0$), Rabi 频率 Ω 对 $g^{(2)}(\tau)$ 的影响

$\gamma_{12}=0$ (—), 0.9 (---), 0.999 (...).

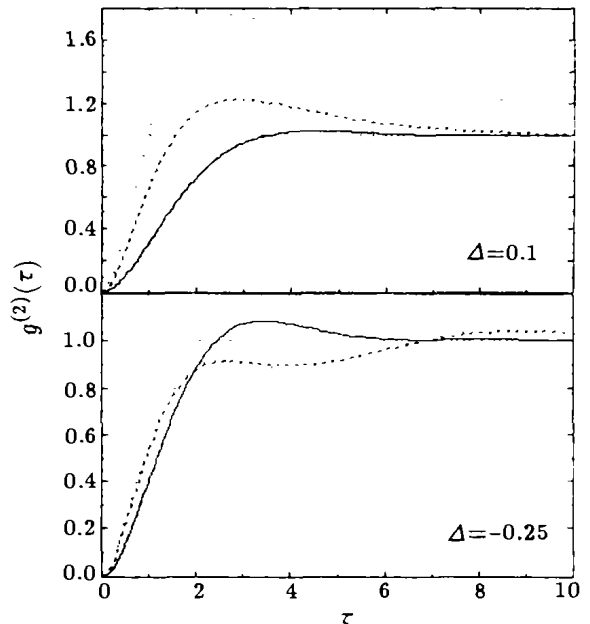


图 4 驱动场与原子上激发能级间的失谐量 Δ 对 $g^{(2)}(\tau)$ 的影响

$\Omega=0.25, \omega_{21}=0.5; \gamma_{12}=0$ (—), 0.9 (---), 0.999 (...).

对于非简并三能级情况, 在弱驱动 ($\Omega \ll \gamma$) 时, 量子干涉可使光子在相对较长的延迟时间内维持反

聚束效应. 而且, 干涉程度越强, 聚束效应越显著. 如果调节驱动场与上激发能级之间的失谐量 Δ , 无

量子干涉时, 曲线的形状基本不变; 但是当 $\Delta = \omega_{21}/2$ 时, 量子干涉会导致很强聚束峰; 离开两上能级中心越远, 量子干涉越有利于形成光子数反聚束, 同时会出现振荡现象(如图 4 所示).

通过上述对原子共振荧光的压缩性质和光子反聚束效应分析, 我们可以看到, 量子干涉效应可以显著地改变原子辐射场的非经典性质, 而且通过偏调、驱动场强度等参数可实现对辐射的有效控制.

参 考 文 献:

- [1] Grynberg G, *et al.* Amplification without Population Inversion in a V Three-level System; A physical interpretation[J]. Phys Rev, 1996, **A54**(1): 776.
- [2] Boon J R, Zekou E, Fulton D J, *et al.* Experimental Observation of a Coherently Induced Transparency on a Blue Probe in a Doppler-broadened Mismatched V-type System[J]. Phys Rev, 1998, **A57**(2): 1 323.
- [3] Zibrov A S, *et al.* Experimental Demonstration of Enhanced Index of Refraction Via Quantum Coherence in Rb[J]. Phys Rev Lett, 1996, **76**(21): 3 935.
- [4] Li F L, Zhu S Y. Resonance Fluorescence Quenching and Spectral Line Narrowing Via Quantum Interference in a Four-level Atom Driven by Two Coherent Fields[J]. Phys Rev, 1999, **A59**: 2 330.
- [5] Walls D F, Milburn G J. Quantum Optics[M]. New York: Springer-Verlag, 1994, 225.
- [6] Collett M J, Walls D F, Zoller P. Spectrum of Squeezing in Resonance Fluorescence [J]. Opt Commun, 1984, **52**(2): 145.

Influence of Quantum Interference on Non-classical Properties of Resonance Fluorescence of a Three-level V-type Atom*

GAO Shao-yan, LI Fu-li

(Department of Applied Physics, Xian Jiaotong University, Xian 710049, China)

Abstract: Phase-dependent squeezing spectrum and photon antibunching of resonance fluorescence from a three-level V-type atom driven by a coherent field are investigated. We show that for weak excitation intensities quantum interference can greatly enhance squeezing and change the phase quadrature at which the maximum squeezing occurs. We also notice that the maximum squeezing can appear not only in either the in-phase or the out-of-phase quadrature but also in any phase quadrature, and at which phase quadrature the maximum squeezing display can be controlled by choosing the detuning of the driving field from the atomic transition. However, quantum interference can't enhance antibunching effect greatly.

Key words: quantum interference; squeezing spectrum; photon antibunching

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(19674044); Foundation of Xi'an Jiaotong University for Doctorate