

文章编号: 0253-2239(2001)04-410-04

原子相干对里德伯原子稳定性的影响*

郭 红 彭金生

(华中师范大学物理系, 武汉 430079)

摘要: 研究了含级联双光子过程的多束缚态激光场诱导原子连续态结构系统中原子的相干捕获, 给出了产生相干捕获的条件及暗态的表达式, 讨论了原子初态和激光强度对原子相干捕获及粒子布居值在束缚态上分布的影响, 揭示了原子相干对稳定里德伯原子的重要作用。

关键词: 原子相干; 多束缚态激光场诱导原子连续态结构系统; 暗态

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

原子的高里德伯态是一种弱束缚系统, 它具有比较简单的结构, 与辐射场的相互作用强, 对外场异常敏感, 因而呈现出许多低能态所没有的性质, 如电子关联、量子混沌、易于电离等, 所以目前对里德伯原子的研究工作十分活跃^[1~4]。探讨激光场作用下里德伯原子的稳定机制一直是人们研究的重要课题^[4~7], 大量研究表明多个离化通道的相消干涉将会导致原子在里德伯能级上粒子布居的相干捕获, 从而提高里德伯原子的稳定性^[8~14]。Noordam 等人的实验证明在脉冲激光的驱动下, 初始时刻处于一个里德伯态的原子通过与一组连续态的耦合可实现原子的布居数在邻近里德伯态的重新分布, 从而导致粒子布居的相干捕获, 进而抑制原子的离化。他们的实验引起理论工作者的广泛兴趣, 人们用准经典理论和全量子理论圆满解释了这一实验现象^[4,5]。众所周知, 在原子-场相互作用系统中, 粒子布居的相干捕获对原子初始状态异常敏感^[15~18], 进一步研究原子初始相干对里德伯原子稳定性的影响有着重要的理论和实际意义。

本文将原子的里德伯能级模拟成 Bixon-Jornter 准连续态矢, 考察了这一激光场诱导原子连续态结构系统中原子的相干捕获, 给出了产生相干捕获的条件及相干捕获态的表达式, 讨论了原子初态和激光强度对原子相干捕获的影响, 揭示了原子相干对稳定里德伯原子的重要作用。

含级联双光子过程的原子-激光场相互作用模型如图 1 所示。在原子的低激发态 $|e\rangle$ 和连续态集

$\{|c\rangle\}$ 之间存在一组由无穷多个高激发能级构成的准连续态矢集 $\{|b_n\rangle\}$, 原子-激光场耦合系统中的单光子跃迁过程 $|e\rangle \rightarrow \{|b_n\rangle\}$ 和 $\{|b_n\rangle\} \rightarrow \{|c\rangle\}$ 分别由频率为 ω_1, ω_2 的激光场驱动。在旋波近似下, 原子-光场耦合系统的相互作用哈密顿量在相互作用绘景中写为^[4]

$$V^I(t) = \sum_n V_{ne} |b_n\rangle \langle e| \exp(-i\Delta_n t) + \sum_n \int dE_c V_{cn} |c\rangle \langle b_n| \exp(-i\Delta_{cn} t) + H.C. \quad (1)$$

这里

$$\Delta_n = \omega_1 - (E_n - E_e),$$

$$\Delta_{cn} = \omega_2 - (E_c - E_n)$$

为单光子失谐量, V_{ne} 和 V_{cn} 表示原子-光场耦合系统的相互作用矩阵元。

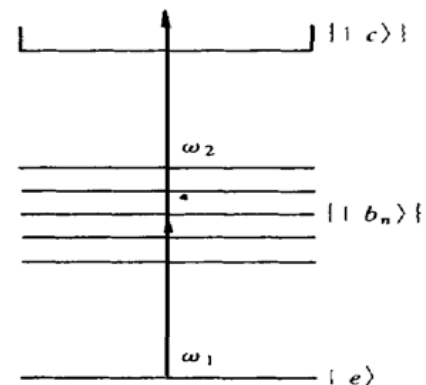


Fig. 1 Diagram of the atom-field coupling system

如果初始时刻原子处在相干叠加态

$$|\Psi(0)\rangle = \cos\left[\frac{\theta}{2}\right] |e\rangle + \sin\left[\frac{\theta}{2}\right] \exp(i\varphi) |b_0\rangle, \quad (2)$$

那么在相互作用绘景中, 原子-光场耦合系统的态矢在时刻 t 演化为

* 国家自然科学基金(60078016)和湖北省自然科学基金资助项目。

$$|\psi'(t)\rangle = A_e |e\rangle + \sum_n A_n \exp(-i\Delta_n t) |b_n\rangle \quad (5b)$$

$$\int dE_c A_c \exp(-i\Delta_{ce} t) |c\rangle, \quad (3)$$

式中 $\Delta_{ce} = \Delta_n + \Delta_{cn}$ 为系统的级联双光子失谐量, 利用相互作用绘景中薛定谔方程的拉普拉斯变换形式和极点近似, 不难发现束缚能级的概率幅满足

$$s\tilde{A}_e - \cos(\theta/2) = -i \sum_n V_{en} \tilde{A}_n, \quad (4a)$$

$$(s - i\Delta_n) \tilde{A}_n = \delta_{0n} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi) - i V_{ne} \tilde{A}_e - i \sum_{n'} \Gamma_{nn'} \tilde{A}_{n'}. \quad (4b)$$

这里 s 为拉普拉斯变换变量, \tilde{A}_e 和 \tilde{A}_n 为概率幅 A_e 和 A_n 的拉普拉斯变换形式,

$$\Gamma_{nn'} = \frac{\Gamma_{nn'}}{2} (1 + iq_{nn'}) \quad (4c)$$

代表与双光子跃迁 $|b_n\rangle \rightarrow |c\rangle \rightarrow |b_{n'}\rangle$ 相关的耦合, 其中 $q_{nn'}$ 是和这种耦合相联系的 Fano 反对称因子, $\Gamma_{nn'}$ 为光致离化速率. 为计算简便起见, 假设被激光场镶嵌到连续态矢集 $\{|c\rangle\}$ 的准连续态矢集 $\{|b_n\rangle\}$ 为 Bixon-Jornter 准连续态矢集, 它的特点是: 由无穷多个等间距的能级组成, 相邻两能级间距为 δ , 并且每一能级与连续态矢集间的耦合强度相等, 即与能级指标 n 无关. 这一准连续态矢集在讨论分子间的作用、准连续态矢的光激发以及强激光场中里德伯原子的稳定等方面有着广泛的应用^[13, 14]. 对于处于高激发态的里德伯原子, 准连续态矢集 $\{|b_n\rangle\}$ 与连续态矢集 $\{|c\rangle\}$ 间的耦合矩阵元可近似表示成 $V_{nc} = Vn_0^{-3/2}$, 态矢 $|b_n\rangle$ 的能量本征值可近似为 $E_n = E_{n_0} + (n - n_0)n_0^{-3}$, 所以, 用 Bixon-Jornter 准连续态矢集来模拟处于高激发态的里德伯原子是合理的. 这种情况下, $\Delta_n = \Delta_0 - n\delta$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \infty$), Δ_0 代表 $|e\rangle \rightarrow |b_0\rangle$ 单光子跃迁过程的失谐量, Fano 反对称因子 $q_{nn'}$ 和光致离化速率 $\Gamma_{nn'}$ 以及单光子拉比谐振频率 V_{ne} 均可认为与态矢指标 n 无关, 即 $q_{nn'} = q$, $\Gamma_{nn'} = \Gamma$, $V_{ne} = V$. 基于上述假设, 求解 (4a) 和 (4b) 可得:

$$\tilde{A}_e = \frac{(s - i\Delta_0)(1 + \Gamma B) \cos(\theta/2)}{(s - i\Delta_0)[s(1 + \Gamma B) + V^2 B]} - \frac{iV \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{(s - i\Delta_0)[s(1 + \Gamma B) + V^2 B]}, \quad (5a)$$

$$\tilde{A}_n = \frac{\delta_{0n} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{s - i\Delta_n} - \frac{iV(s - i\Delta_0) \cos(\theta/2)}{(s - i\Delta_0)(s - i\Delta_n)[s(1 + \Gamma B) + V^2 B]} +$$

$$\frac{(V^2 + \Gamma s) \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{(s - i\Delta_0)(s - i\Delta_n)[s(1 + \Gamma B) + V^2 B]}.$$

$$\text{式中} \quad B = \sum_n \frac{1}{s - i\Delta_n}. \quad (5c)$$

为了避免原子被完全离化, (5a) 和 (5b) 至少应有一个纯虚数极点或零极点, 进一步分析可知, 如果 $\Delta_0 = \delta/2$, 则 (5a) 和 (5b) 有一个零极点, 在这种情况下, 初始处于相干叠加态的原子只被部分离化, 发生束缚态上粒子布居的相干捕获现象. 当 $t \rightarrow \infty$ 时, 利用留数定理可得原子处在束缚态上的概率幅为

$$A_e(\infty) = \frac{\cos(\theta/2) + 2\sqrt{u} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{1 + \pi^2 u}, \quad (6a)$$

$$A_n(\infty) = -\frac{\sqrt{u} \cos(\theta/2) + 2u \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{(n - 1/2)(1 + \pi^2 u)}, \quad (6b)$$

$u = V^2/\delta^2$. 上式表明在长时极限下, 原子将处在

$$|\psi(\infty)\rangle = \frac{\cos(\theta/2) + 2\sqrt{u} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)}{1 + \pi^2 u} \times \left[|e\rangle - \sum_n \frac{\sqrt{u}}{n - 1/2} |b_n\rangle \right]. \quad (7)$$

从修饰态理论的角度来看, 极点 $s = 0$ 实际上与原子的暗态相对应^[4], 这一暗态与连续态矢集 $\{|c\rangle\}$ 退耦, 因而原子不会被完全离化. 这一暗态可表示为

$$|D\rangle = (1 + \pi^2 u)^{-1/2} \left[|e\rangle - \sqrt{u} \sum_n \frac{|b_n\rangle}{n - 1/2} \right]. \quad (8)$$

上式表明暗态为低激发态 $|e\rangle$ 和准连续态 $|b_n\rangle$ 的相干叠加态, 它仅依赖于单光子拉比振荡频率 V 和准连续态矢集的能级间隔 δ , 与原子的初始状态无关. 原子处在暗态 $|D\rangle$ 上不被离化的概率为

$$P_1 = \frac{|\cos(\theta/2) + 2\sqrt{u} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi)|^2}{1 + \pi^2 u}. \quad (9)$$

这一粒子布居的相干捕获使得在长时极限下, 原子的离化率从 1 降低到 $1 - P_1$, 结果导致系统出现激光场作用下里德伯原子的稳定现象. 从 (9) 式不难看出原子被捕获在暗态上的概率值不仅依赖于单光子拉比振荡频率 V 和准连续态矢集的能级间隔 δ , 而且与原子的初始状态有关. 如图 2 所示, 当初始时刻原子处于低激发态 $|e\rangle$ 时,

$$P_1 = 1/(1 + \pi^2 u), \quad (10)$$

显然对于某种特定的原子而言, 原子在束缚态上的布居值随着激光强度的增加而减少; 如果原子处于高激发态 $|b_0\rangle$, 则

$$P_1 = 4u/(1 + \pi^2 u), \quad (11)$$

此时原子被捕获在暗态上的概率值随着激光强度的

增加而增加。图 2 给出了 $\varphi = 0$ 时 P_1 随激光强度 u 和原子初态参数 θ 的变化规律。很清楚地看到原子被捕获在暗态上的概率值 P_1 随激光强度 u 的演化规律强烈地依赖原子初态参数 θ 。

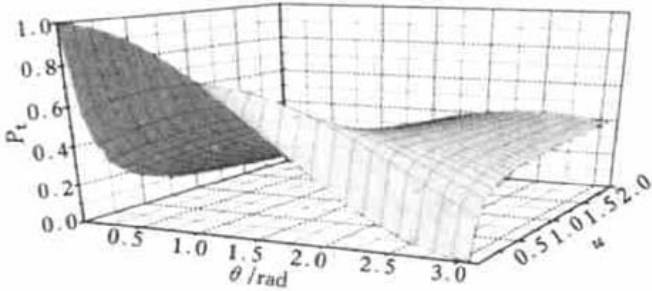


Fig. 2 P_1 versus u and θ , $\varphi = 0$

众所周知,在原子-光场相互作用系统中粒子布居数对初始时刻处于相干叠加态的原子相位异常敏感^[17,18],由图 3 可知原子初态相位 φ 直接影响着 P_1 随激光强度 u 的演化规律。分析(9)式可知:当 $\varphi = 0$,若 $\theta = 2\arctan(2\sqrt{u})$,则原子被捕获在暗态上的概率值取极大值

$$P_1 = (1 + 4u)/(1 + \pi^2 u), \quad (12)$$

而 $\varphi = \pi$ 且 $\theta = 2\arctan[(2\sqrt{u})^{-1}]$ 时,原子被完全离化,如图 4 所示。这意味着调节原子初态参数 (θ 和 φ) 可改变原子被捕获在暗态上的概率值 P_1 。

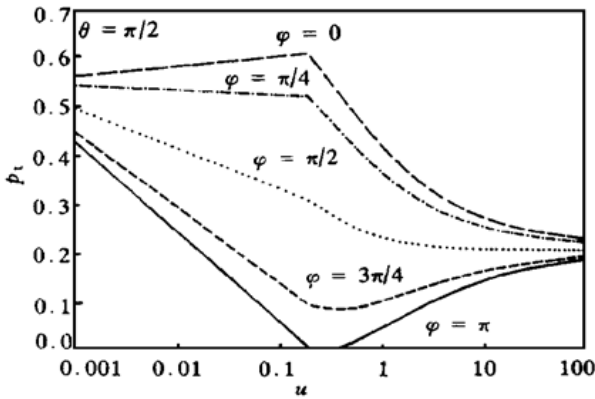


Fig. 3 P_1 versus u for different φ . $\theta = \pi/2$

当初始时刻原子处在低激发态 $|e\rangle$ 上,从(7)式得被捕获在暗态上的原子在各束缚态上布居数为

$$P_e = (1 + \pi^2 u)^{-2}, \quad (13a)$$

$$P_n = u(1 + \pi^2 u)^{-2}(n + 1/2)^{-2}. \quad (13b)$$

如图 5 所示,当激光强度很弱时,被捕获的粒子布居值主要分布在低激发态上;在激光强度较大时,虽然原子被捕获在暗态上的概率值减小,但粒子布居值主要分布在 $|b_0\rangle$ 和 $|b_{-1}\rangle$ 上, P_e 小于 P_0 和 P_{-1} ,这说明原子-激光场耦合系统可发生粒子反转现象。而激光强度很大时, P_0 和 P_{-1} 虽然仍大于 P_e ,但它们都很小,因而缺乏实际应用价值。

若原子初始时刻处在里德伯高激发态 $|b_0\rangle$,则

$$P_e = 4u(1 + \pi^2 u)^{-2}, \quad (14a)$$

$$P_n = 4u^2(1 + \pi^2 u)^{-2}(n + 1/2)^{-2}. \quad (14b)$$

分析上式不难发现,在弱场区域,初始时刻处在里德伯高激发态 $|b_0\rangle$ 的原子与光场长期相互作用后原子处于低激发态的几率仍大于原子处于里德伯高激发态的几率,而在强场区域,原子-光场相互作用系统可实现粒子数反转,此时 P_0 和 P_{-1} 远大于 P_e ,这表明原子-激光场耦合系统可产生粒子数反转现象,如图 6 所示。

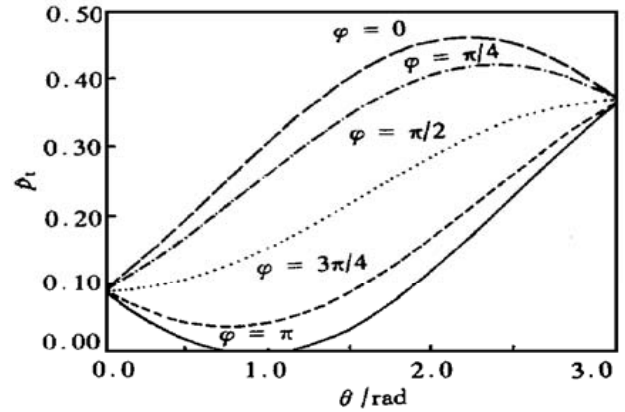


Fig. 4 P_1 versus θ for different φ , $u = 1.0$

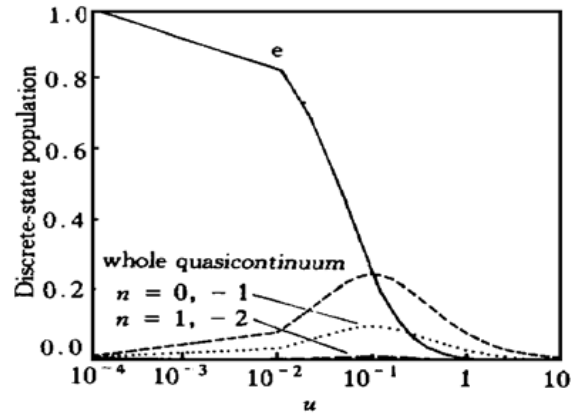


Fig. 5 Discrete-state population versus laser intensity, $\theta = 0$

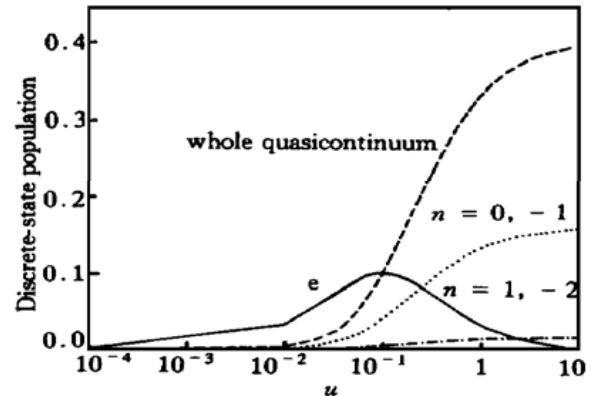


Fig. 6 Discrete-state population versus laser intensity, $\theta = \pi$

总之,在含级联双光子过程的激光场诱导原子连续态结构系统中,当单光子跃迁过程 $|e\rangle \rightarrow |b_0\rangle$ 的

失谐量 Δ_0 是准连续态矢集 $\{|b_n\rangle\}$ 能级间隔 δ 的一半时, 有一个暗态 $|D\rangle$ 存在, 它是系统哈密顿量的一个本征态。在这种情况下, 初始时刻处在相干叠加态的原子只能部分电离, 系统呈现相干捕获现象, 原子被捕获在暗态 $|D\rangle$ 的概率不仅依赖于频率为 ω_1 的激光强度而且取决于原子的初始状态, 因此, 可通过适当调整原子的初始状态参数来减少原子的电离。原子多个跃迁通道的量子相消干涉导致系统发生相干捕获现象, 所以初始时刻原子在各束缚态上的几率幅直接影响着粒子布居捕获值。

参 考 文 献

- [1] Parzynski R, Grudka A. Ionization via high Rydberg states with multiple V-type resonances. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(2): 1335~ 1345
- [2] Benson O, Buchleitner A, Raith G *et al.*. From coherent to noise-induced microwave ionization of Rydberg atoms. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **51**(6): 4862~ 4875
- [3] Karapanagioti N E, Charalambidis D, Viterwal C J G J *et al.*. Effect of coherent coupling of autoionizing states on multiphoton ionization. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(4): 2587~ 2597
- [4] Wojcik A, Parzynski R. Dark-state effect in Rydberg-atom stabilization. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(3): 369 ~ 376
- [5] 衣学喜, 张朝民, 王 伟. 拉曼型光致离化系统中的暗态效应. *光学学报*, 1998, **18**(2): 129~ 134
- [6] 彭金生, 李高翔. 近代量子光学导论. 北京: 科学出版社, 1996. 440~ 469
Peng Jinsheng, Li Gaoxiang. *Introduction to Modern Quantum Optics*. Singapore: World Scientific, 1998. 440 ~ 470
- [7] Parzynski R, Wicczorek S. Interference stabilization of Rydberg atoms enhanced by multiple V-type resonances. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(4): 3051~ 3057
- [8] Li Gaoxiang, Huang Guangming, Peng Jinsheng *et al.*. Coherent population trapping in multilevel laser-induced continuum structure system including cascade two-photon processes. *Acta Physica Sinica*, 1998, **7**(6): 422~ 431
- [9] Li Gaoxiang, Peng Jinsheng. Coherent population trapping in multilevel laser-induced continuum structure system. *Opt. Commun.*, 1997, **138**(1): 59~ 64
- [10] Ling Hongyuan, Lin Yongqing, Xiao Min. Coherent population trapping and electromagnetically induced transparency in multi-Zeeman-sublevel atoms. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(2): 1014~ 1026
- [11] Noordam L D, Stapelfeldt H, Duncan D I *et al.*. Redistribution of Rydberg states by intense picosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(10): 1496~ 1499
- [12] Wojcik A, Parzynski R. Rydberg-atom stabilization against photoionization: An analytically solvable model with resonance. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(3): 2475~ 2489
- [13] Fedrov M V, Movessian A M. Interference suppression of photoionization of Rydberg atoms in a strong electromagnetic field. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(5): 928~ 937
- [14] Wojcik A, Parzynski R, Gnedka A *et al.*. Stabilization against ionization via high Rydberg states. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **55**(3): 2144~ 2154
- [15] Zaheer K, Zubairy M S. Phase sensitivity in atom-field interaction via coherent superposition. *Phys. Rev. (A)*, 1989, **39**(4): 2000~ 2004
- [16] Cirac J I, Sanchez-Soto L L. Population trapping in the Jaynes-Cummings model via phase coupling. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(5): 2851~ 2857
- [17] Zhou Peng, Hu Zhilin, Peng Jinsheng. Effect of atomic coherence on the collapses and revivals in some generalized Jaynes-Cummings models. *J. Mod. Opt.*, 1992, **39**(1): 49~ 62
- [18] Aliskenderov E I, Dung H T. Effect of atomic coherences in the Jaynes-Cummings model: Photon statistics and entropy. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **48**(2): 1604~ 1609

Influence of Atomic Coherence on Rydberg Atom Stabilization

Guo Hong Peng Jinsheng

(Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079)

(Received 11 January 2000; revised 28 February 2000)

Abstract: The atomic coherent population trapping is studied in a multilevel laser-induced continuum structure system including cascade two-photon processes. The condition leading to the atomic coherent population and the dark state are given explicitly. The effects of atomic initial state and the laser intensity on the amount of population trapped in the dark state and the populations distributed in the atomic bound states are discussed. Influence of atomic coherence on Rydberg-atom stabilization is revealed.

Key words: atomic coherence; multilevel laser-induced continuum structure system; dark-state