

拉曼型光致离化系统中的暗态效应*

衣学喜^{1, 2} 张朝民³ 王 伟⁴

- 1, 吉林大学物理系, 长春 130023
- 2, 东北师范大学理论物理研究所, 长春 130024
- 3, 佳木斯工学院基础部, 佳木斯 154007
- 4, 长春邮电学院, 长春 130011

摘 要 利用 Wigner-Weisskopf 近似研究了光致离化系统中的暗态效应。在双模量子化光场的驱动下, 三个束缚态形成一个暗态。即使在 $t \rightarrow \infty$ 的条件下, 原子在该暗态上也能保持一定的占居数。还给出了光子数对原子在束缚态上的占居数的影响。

关键词 光致离化系数, 暗态, 原子捕获。

近年来, 由于光场诱导连续态(LICS)^[1-4]可用于激光同位素分离^[1]、非经典光场的非破坏测量^[2], 所以, 光场诱导连续态引起了人们的广泛注意。最近 Agarwa^[5]研究了 Λ 型三能级原子的相干捕获, 发现利用双模量子化光场可以很好地实现原子的相干捕获。光致离化系统中的双模量子化光场相干捕获现象由李^[6]等人作了系统研究。他们研究发现斯塔克移动在光致离化系统的相干捕获中起很大作用, 如果忽略原子的斯塔克移动, 则不能实现离化系统的双模光场相干捕获。

Noordam 等人^[7]实验报道: 在激光脉冲的驱动下, 原子的里德堡态通过与一组连续态的耦合可以实现原子的布居数在里德堡态上的重新分布, 即使 $t \rightarrow \infty$, 原子也能保持一定的几率被捕获在里德堡态上。本文利用纯量子理论讨论了这一现象。首先选取态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 作为两个里德堡态, 它通过光场 ω_s 与一组连续态 $|\lambda\rangle$ 耦合, 同时通过 ω_e 与另一个低能态 $|e\rangle$ 耦合。研究发现, 三个分离的态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|e\rangle$ 可以形成一个暗态, 即使 $t \rightarrow \infty$, 原子在该暗态上也能保持一定的布居数, 且该布居数与光子数有关。

光致离化系统的模型如图 1 所示。描写该模型

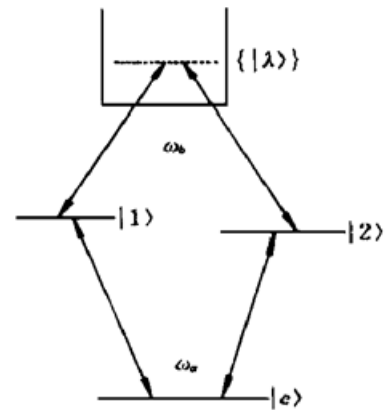


Fig. 1 Diagram of the Λ -type photoionization system with an additional level $|e\rangle$, the transition from $|i\rangle$ ($i = 1, 2$) to additional level is driven by mode ω_s , the transition between the levels $|i\rangle$ ($i = 1, 2$) and the continuum is driven by mode ω_e

* 国家自然科学基金资助项目。

的哈密顿量在旋转波近似下可以写成:

$$H = \hbar \omega_a a^\dagger a + \hbar \omega_b b^\dagger b + \hbar \omega |e\rangle \langle e| + \sum_{i=1}^2 \hbar \omega |i\rangle \langle i| + \int d\lambda \hbar \omega |\lambda\rangle \langle \lambda| + \int_i \hbar g_{i\lambda} b^\dagger |i\rangle \langle \lambda| d\lambda + \sum_i \hbar g_{ei} |e\rangle \langle i| a^\dagger + C.C. \quad (1)$$

式中 $a(b)$ 和 $a^\dagger (b^\dagger)$ 分别表示频率为 $\omega_a(\omega_b)$ 的量子化光场的湮灭和产生算符, $|i\rangle (i=1, 2)$ 表示能量为 $\hbar \omega$ 的束缚态, $|e\rangle$ 表示比 $|i\rangle (i=1, 2)$ 能量更低的束缚态。 $g_{i\lambda}, g_{ei} (i=1, 2)$ 分别为束缚态与连续态以及束缚态间通过光场相互作用的耦合常数。

为了求解体系的动力学行为, 必须确定体系的初始条件, 如果初始时原子处于态 $|1\rangle$, 而光场分别处于它们的福克(Fock)态 $|m\rangle_a$ 和 $|n\rangle_b$ 上, 即满足 $a^\dagger a |m\rangle_a = m |m\rangle_a, b^\dagger b |n\rangle_b = n |n\rangle_b$, 则初始条件可以写成:

$$|\Psi(0)\rangle = |1\rangle \otimes |m\rangle_a \otimes |n\rangle_b \equiv |1, m, n\rangle \quad (2)$$

式中 \otimes 为卷积符号。 t 时刻体系的波函数可以写成

$$|\Psi(t)\rangle = A_e(t) |e, m+1, n\rangle \exp(-\frac{i}{\hbar} E_e t) + \sum_{i=1}^2 A_i(t) |i, m, n\rangle \exp(-\frac{i}{\hbar} E_i t) + \int A_\lambda(t) |\lambda, m, n-1\rangle \exp(-\frac{i}{\hbar} E_\lambda t) d\lambda \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} E_i &= \hbar \omega + m \hbar \omega_a + n \hbar \omega_b, & (i=1, 2), \\ E_\lambda &= \hbar \omega_\lambda + m \hbar \omega_a + (n-1) \hbar \omega_b, \\ E_e &= \hbar \omega + (m+1) \hbar \omega_a + n \hbar \omega_b. \end{aligned}$$

把(3)式代入到薛定谔方程中, 可以得到

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_e(t) &= \hbar \sum_i g_{ei} \sqrt{m+1} A_i(t) \exp[-\frac{i}{\hbar} (E_i - E_e) t] \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_i(t) &= \hbar g_{ei}^* \sqrt{m+1} A_e \exp[-\frac{i}{\hbar} (E_e - E_i) t] + \\ &\quad \hbar \int g_{i\lambda} \sqrt{n} A_\lambda(t) \exp[-\frac{i}{\hbar} (E_\lambda - E_i) t] d\lambda \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} A_\lambda(t) &= \sum_i \hbar g_{i\lambda}^* \sqrt{n} A_i \exp[\frac{i}{\hbar} (E_i - E_\lambda) t] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

利用拉普拉斯(Laplace)变换和初始条件(2), 可以得到

$$p \tilde{A}_e = -i \sum_i g_{ei} \sqrt{m+1} \tilde{a}_i \quad (5)$$

$$p \tilde{a}_i - \delta_{li} + \frac{i}{\hbar} (E_i - E_e) \tilde{a}_i = -i g_{ei}^* \sqrt{m+1} \tilde{A}_e - i \int g_{i\lambda} \sqrt{n} \tilde{a}_\lambda d\lambda \quad (6)$$

$$p \tilde{a}_\lambda + \frac{i}{\hbar} (E_\lambda - E_e) \tilde{a}_\lambda = -i \sum_i g_{i\lambda}^* \sqrt{n} \tilde{a}_i \quad (7)$$

式中 $\tilde{A}_e = \tilde{A}_e(p), \tilde{a}_i = \tilde{a}_i(p)$ 和 $\tilde{a}_\lambda = \tilde{a}_\lambda(p)$ 分别表示 $A_e(t), a_i(t)$ 和 $a_\lambda(t)$ 的拉普拉斯变换形式, 而

$$\begin{aligned} a_i(t) &= A_i(t) \exp[-(i/\hbar)(E_i - E_e)t] \\ a_\lambda(t) &= A_\lambda(t) \exp[-(i/\hbar)(E_\lambda - E_e)t] \end{aligned}$$

利用(7)式和 Wigner-Weisskopf 近似, 容易消去连续态的几率幅 a_λ , 得到:

$$p\tilde{a}_i - \delta_{li} + \frac{i}{\hbar}(E_i - E_e)\tilde{a}_i = -iV_e f_i \sqrt{m+1}\tilde{A}_e - \sum_j n\pi f_j f_1 |V_\lambda|^2 (1+iq)\tilde{a}_j \quad (8)$$

这里 $q = \frac{1}{\pi} P \int_{\omega_+}^{\omega_-} \frac{1}{\omega - \omega_\lambda} d\lambda$ 为 Fano 因子, 这里假定 $g_{ei} = V_e f_i$, $g_{i\lambda} = V_\lambda f_i$, 这个假定对于原子的里德堡态是成立的, 也就是说可以把耦合常数写成与相耦合的两个态有关的两个参数的乘积^[7], 定义:

$$S = \sum_i \frac{f_i}{p + (i/\hbar)(E_i - E_e)}, \quad \Gamma = n|V_\lambda|^2(1+iq)\pi, \quad \tilde{A} = \sum_i f_i \tilde{a}_i,$$

可以把(5)~(7)式化成

$$\begin{aligned} p\tilde{A}_e + iV_e \sqrt{m+1}\tilde{A} &= 0 \\ (1+S\Gamma)\tilde{A} + iV_e \sqrt{m+1}S\tilde{A}_e &= \frac{f_1}{p + (i/\hbar)(E_1 - E_e)} \\ p\tilde{a}_\lambda + \frac{i}{\hbar}(E_\lambda - E_e)\tilde{a}_\lambda &= -iV_\lambda \sqrt{n}\tilde{A}. \end{aligned} \quad (9)$$

解上述方程, 可以得到:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_e &= -i \frac{V_e \sqrt{m+1}f_1}{[p + S\Gamma p + (m+1)V_e^2 S][p + (i/\hbar)(E_1 - E_e)]} \\ \tilde{a}_\lambda &= -i \frac{pf_1 V_\lambda \sqrt{n}}{[p + S\Gamma p + V_e^2(m+1)S][p + (i/\hbar)(E_1 - E_e)][p + i(\omega_\lambda - \omega_+ - \omega_-)]} \\ \tilde{a}_i &= -f_i f_1 \frac{V_e^2(m+1) + p\Gamma}{[p + S\Gamma p + V_e^2(m+1)S][p + (i/\hbar)(E_1 - E_e)][p + (i/\hbar)(E_i - E_e)]} + \\ &\quad \frac{\delta_{li}}{p + (i/\hbar)(E_i - E_e)} \end{aligned} \quad (10)$$

如果条件

$$S(p=0) = \frac{\hbar f_1}{i(E_1 - E_e)} + \frac{\hbar f_2}{i(E_2 - E_e)} \quad (11)$$

不满足, 则解 $\tilde{A}_i (i=1, 2)$, 没有纯虚的或零极点, 这种条件下当 $t \rightarrow \infty$ 时, 在束缚态上没有占居数, 如果条件(11)式满足, 当 $t \rightarrow \infty$ 时束缚态上有占居数。(11)式可由选择 $\omega_\lambda = (\omega_1 + \omega_2 - 2\omega)/2$ 来满足。当条件(11)式满足时, (10)式的解为

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{V_e^2(m+1)}{p_1 p_2} + \frac{p_1 [p_1 - 0.5i(\omega_1 - \omega_2) + \Gamma] + V_e^2(m+1)}{p_1(p_1 - p_2)} \exp(ip_1 t) + \\ &\quad \frac{p_2 [p_2 - 0.5i(\omega_1 - \omega_2) + \Gamma] + V_e^2(m+1)}{p_2(p_2 - p_1)} \exp(ip_2 t) \\ a_2 &= -\frac{V_e^2(m+1)}{p_1 p_2} - \frac{p_1 \Gamma + V_e^2(m+1)}{p_1(p_1 - p_2)} \exp(ip_1 t) - \frac{p_2 \Gamma + V_e^2(m+1)}{p_2(p_2 - p_1)} \exp(ip_2 t) \\ A_e &= -\frac{0.5V_e \sqrt{m+1}(\omega_1 - \omega_2)}{p_1 p_2} - iV_e \sqrt{m+1} \frac{p_1 - 0.5i(\omega_1 - \omega_2)}{p_1(p_1 - p_2)} \exp(ip_1 t) - \\ &\quad iV_e \sqrt{m+1} \frac{p_2 - 0.5i(\omega_1 - \omega_2)}{p_2(p_2 - p_1)} \exp(ip_2 t) \end{aligned} \quad (12)$$

式中 p_1 和 p_2 是方程

$$p^2 + 2\Gamma p + 2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2 = 0$$

的二个根。 p_1 、 p_2 是通过 Γ 而依赖于光场 ω 的光子数, 所以原子在态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|e\rangle$ 上的占居数依赖于量子化光场的特性, 这一点可以从 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|e\rangle$ 态上的占居数 $|a_1(t)|^2$ 、 $|a_2(t)|^2$ 和 $|A_e(t)|^2$ 的结果中看出。

原子在态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|e\rangle$ 上的占居数如图 2、图 3 所示, 从图 2 中可以看出, 原子在束缚态上的占居数是一个减幅振荡函数, 如果 q 较大(图 2), 占居数振荡多次后才趋于一个常数, 而当 q 较小时, 只振荡几次就趋于一个常数。

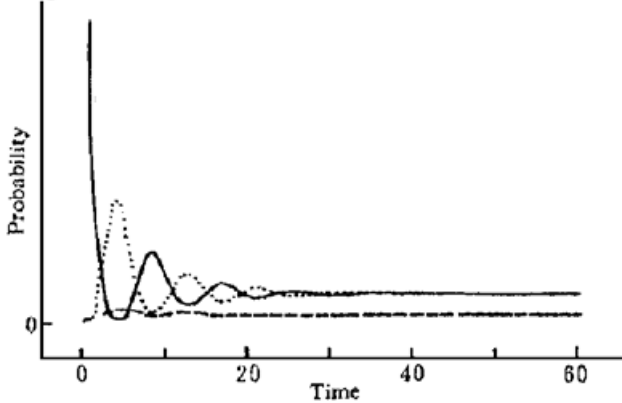


Fig. 2 Time evolution of populations in states $|1\rangle$ (solid line) and $|2\rangle$ (dot line) and $|e\rangle$ (dash line) for the atom is initially in level $|1\rangle$, other parameters: $n = 10$, $q = 2$, $\omega_1 - \omega_2 = 2.5$

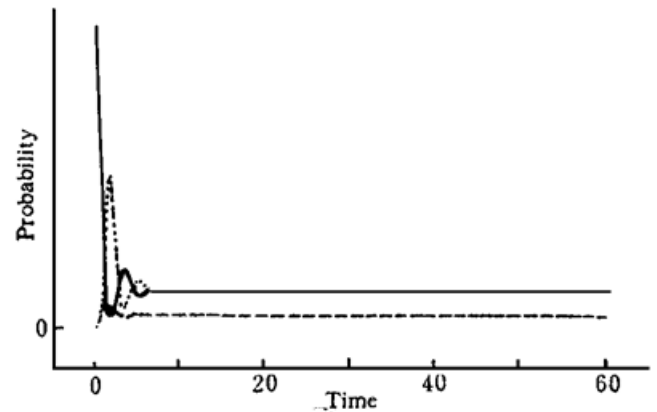


Fig. 3 Time evolution of populations in states $|1\rangle$ (solid line) and $|2\rangle$ (dot line) and $|e\rangle$ (dash line) for the atom is initially in level $|1\rangle$ with $q = 0.1$, other parameters are same as in Fig. 2

当 $t \rightarrow \infty$ 时原子在暗态 $|d\rangle$ (不含有连续态成份) 上也有一定的布居数, 也就是暗态可以由下式决定

$$|\psi(\infty)\rangle = c_d |d\rangle$$

这里 c_d 是暗态的几率幅, 它的平方等于当 $t \rightarrow \infty$ 时, 态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|e\rangle$ 上几率幅的平方和。由此可以求出

$$c_d = \frac{V_e \sqrt{m+1} \sqrt{2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2}}{p_1 p_2} \quad (13)$$

这样, 暗态为

$$|d\rangle = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2 \sqrt{2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2}} |e\rangle + \frac{V_e \sqrt{m+1}}{\sqrt{2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2}} |1\rangle - \frac{V_e \sqrt{m+1}}{\sqrt{2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2}} |2\rangle \quad (14)$$

它是三个束缚态的叠加态, 由此还可以求出 $t \rightarrow \infty$ 时离化几率为

$$P_{\text{ion}}(\infty) = 1 - |c_d|^2 = \frac{p_1^2 p_2^2 - V_e^2(m+1) [2V_e^2(m+1) + 0.25(\omega_1 - \omega_2)^2]}{p_1^2 p_2^2} \quad (15)$$

暗态中各束缚态的权重取决于光子数 m , 态 $|e\rangle$ 在暗态中的权重随 m 的变化如图 4 点线所示。束缚态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 在暗态中的权重由图 4 实线所示, 从图 4 中可以看出, 当 $m \rightarrow \infty$ 时(此时光场可以看作经典光场), 态 $|e\rangle$ 上的权重 $\rightarrow 0$, 而 $|1\rangle$ 或 $|2\rangle$ 在暗态中的权重 $\rightarrow 1/\sqrt{2}$ 。通过

这种办法可以实现原子在里德堡态上的相干捕获。

综上所述, 本文从纯量子理论出发, 利用 Wigner-Weisskopf 近似研究了光致离化系统中的暗态效应, 众所周知, 如果两个束缚能级通过一单模量子化光场与一组连续态相互耦合, 则当 $t \rightarrow \infty$ 时, 体系在两束缚能级上的布居数为零, 即发生完全的离化现象。如果两束缚态分别通过不同的量子化光场与一组连续态发生耦合, 则当 $t \rightarrow \infty$ 时, 原子可以保持在两束缚态上有一定的布居数, 但必须满足一定的条件^[5, 6]。如果光致离化系统中还有比两

束缚态更低的能级(如文中 $|e\rangle$), 且两束缚态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 通过两不同模式的量子化光场与一组连续态和 $|e\rangle$ 分别发生耦合, 则三个束缚态可以构成一个暗态, 且经过足够长的时间, 原子在该态上也能保持一定的占居数, 与文献[8] 结果不同的是, 每个束缚态在暗态中的权重与光子数有关, 当光子数很大时(此时光场可以是经典光场), $|e\rangle$ 态在暗态中的权重趋于零。利用这种关系可以实现原子的相干捕获。本文还给出了确定的初始条件下, 原子在三个束缚态上的布居数随时间的变化。结果表明, 它们都是一个减幅振荡的函数。当 $t \rightarrow \infty$ 时, 它们的布居数趋于一个确定的结果(它们在暗态中的权重), 并且趋于这个确定结果的时间与 Fano 因子有关, Fano 因子越大, 趋于这个结果所需时间越长, Fano 因子越小, 所用时间越短。

与文献[8] 的结果相比, 作者从纯量子理论的角度解释了 Noordam 的实验, 并且从理论上给出了原子在里德堡态的捕获几率随光场光子数的变化。当光子数趋于很大时, 本文的结果与文献[8] 的结果相一致。在普通的 Λ -型三能级原子系统中(不含有一组连续的态和一个比里德堡态更低的态 $|e\rangle$), 要实现原子在里德堡态上的捕获, 光场要满足一定的条件^[5, 6]。但在光致离化系统中, 如果有了态 $|e\rangle$, 则实现原子捕获, 光场不需满足[5, 6] 所要求的条件。

作者(衣学喜)感谢孙昌璞教授的指导和帮助。

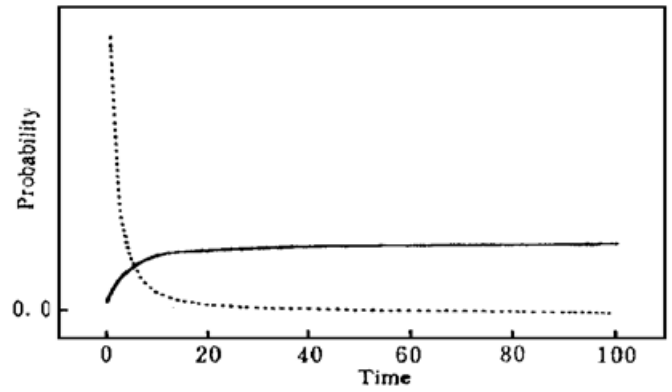


Fig. 4 The population trapping at $t \rightarrow \infty$ in discrete states $|1\rangle$ (solid line) (or $|2\rangle$) and $|e\rangle$ (dot line) as a function of photon number n , other parameters: $\omega_1 - \omega_2 = 2.5$, $q = 0.1$

参 考 文 献

- [1] P. L. Knight, M. A. Lauder, B. J. Dalton, Laser-induced continuum structure. *Phys. Rep.*, 1990, **190**(1) : 1~ 61
- [2] J. Grochmalicki, M. Lewenstein, Are squeezed states necessary? A case study of photon detection based on quantum interference. *Phys. Rep.*, 1991, **208**(3) : 189~ 256
- [3] P. E. Coleman, P. L. Knight, K. Burnett, Laser-induced continuum structure in multiphoton ionization. *Opt. Commun.*, 1982, **42**(2) : 171~ 178
P. M. Radmore, P. L. Knight, Two-photon ionization: Interference and population trapping. *Phys. Lett. (A)*, 1984, **102**(2) : 180~ 185
J. R. Kuklinski, M. Lewenstein, T. W. Mossberg, Laser-induced photonic-continuum structure. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **48**(1) : 764~ 769

- [4] M. Hutchinson, K. M. M. Ness, Laser-induced continuum structure in xenon. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(1) : 105~ 107
O. Faucher, D. Charalambidis, C. Fotakis *et al.*, Control of laser induced continuum structure in the vicinity of autoionizing states. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(20) : 3004~ 3007
- [5] G. S. Agarwal, Coherent population trapping of a system interacting with quantized and the production of photon statistics matched fields. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(9) : 1351~ 1354
- [6] Gao-Xiang Li, Jin-Sheng Peng, Influence of ac stark shifts on coherent population trapping in the atom-field coupling system via Raman two-photon process. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(1) : 465~ 471
- [7] L. D. Noordam, H. Stapefeldt, D. J. Duncan *et al.*, Redistribution of Rydberg states by intense picosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(10) : 1496~ 1499
- [8] A. Wojcik, R. Parzynski, Dark-state effect in Rydberg-atom stabilization. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(3) : 369~ 376

Dark State Effect in a Raman-Type Photoionization System

Yi Xuexi^{1, 2} Zhang Chaomin³ Wang Wei⁴

1, Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023

2, Institute of Theoretical Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024

3, Department of Basic Course, Jiamusi Industry College, Jiamusi 154007

4, Changchun Institute of Posts and Telecommunication, Changchun 130012

(Received 8 January 1997; revised 27 May 1997)

Abstract Using the Wigner-Weisskopf approximation, the dark state effect in a Raman-type photoionization system is studied. Driven by two-quantum fields, a dark state is formed from three discrete states of the system, which does not decay to the continuum for a long period. The effect of photon number on the population trapping is discussed.

Key words photoionization system, dark state, population trapping.