

文章编号: 0258-7025(2009)02-0351-05

用四能级系统研究相干布居囚禁态

李 强^{1,2} 云恩学^{1,2} 顾思洪¹

(¹ 中国科学院武汉物理与数学研究所, 湖北 武汉 430071)
² 中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要 为了了解双色激光对相干布居囚禁(CPT)原子频标和 CPT 磁场计等设备制备 CPT 态的特性,开展了用双色相干光对充有缓冲气体的样品泡中热运动⁸⁷Rb原子制备 CPT 态的研究。将所有与激光无直接作用的态归结为一个“leaky trap”能态,用一个简化的四能级系统数学模型通过求解光学布洛赫(Bloch)方程对制备 CPT 态的特性开展了理论研究,重点讨论了热碰撞对于制备 CPT 态的原子能态的 Λ 构型中两基态的消相干效应。研究结果表明,热碰撞程度决定系综制备出 CPT 态的比例,这一消相干机制还造成系综的最大相干度偏离双色光两光强相等处。给出一个简化表达式,用来粗略估计 CPT 频标和 CPT 磁场计中消相干碰撞以及激光光强对相干程度的影响。

关键词 激光光谱;相干布居囚禁;光学布洛赫方程;原子热碰撞;双色激光场

中图分类号 O433.5⁺4 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20083602.0351

Study of Coherent Population Trapping State with a Four-Level System

Li Qiang^{1,2} Yun Enxue^{1,2} Gu Sihong¹

(¹Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan, Hubei 430071, China)
²Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract In order to investigate the characteristics of dichromatic laser in preparing coherence population trapping (CPT) states in CPT atomic clock and CPT magnetometer, thermal ⁸⁷Rb atoms are sealed with buffer gas in a glass bulb are prepared into CPT states with dichromatic coherent radiation field. We attribute all states without direct interaction with bi-chromatic coherent radiation field as a “leaky trap state”, and describe the system with a simple four-level system. Through solving optical Bloch equations of the four-level system, we have theoretically studied the preparation of CPT states, especially the de-coherent effects by thermal collision on the two ground states of the Λ structure. The results reveal that this de-coherent collision not only decides the rate of prepared CPT states, but also causes the maximal coherence deviating from the equal intensities of bi-chromatic components. A simple expression is given for roughly estimating the influences of de-coherent collision and laser intensity.

Key words laser spectroscopy; coherent population trapping; optical Bloch equations; atomic thermal collision; dichromatic laser fields

1 引 言

相干光与原子相互作用^[1]能产生一系列重要的量子干涉效应,如相干布居囚禁(CPT)^[2,3]、电磁感应透明(EIT)^[4~7]、无反转激光(LWI)^[8,9]、电磁感应吸收(EIA)^[10,11]等。这些效应的物理实质是原子的相干布居囚禁,即在相干光场的作用下,具有特定构型的原子能态之间产生相干耦合形成 CPT 态。

CPT 效应在原子色散指数式增强^[12]、原子激光冷却、磁场精密测量、光存储、原子的量子态传递、光与玻色凝聚体相互作用、量子纠缠等方面均有重要应用价值。

在大量应用中,CPT 态是在处于特定温度、封有缓冲气体的样品泡中制备的^[13],即通过相干光场与样品泡中的热运动样品原子作用产生 CPT 态。

收稿日期:2008-02-01;收到修改稿日期:2008-04-28

基金项目:国家自然科学基金(10574141,1067516)资助项目。

作者简介:李 强(1982—),男,硕士研究生,主要从事相干布居囚禁方面的理论研究。E-mail:liq@mail.ustc.edu.cn

导师简介:顾思洪(1955—),男,博士,研究员,主要从事原子物理、激光物理、相干布居囚禁原子频标研究。

E-mail:shgu@wipm.ac.cn (通信联系人)

例如,线宽仅20 Hz的高分辨 CPT 谱^[14]就是在这种条件下产生的。利用在泡中制备的高分辨 CPT 光谱能研制出 CPT 原子频标,CPT 原子磁场计等。CPT 频标具有体积小、功耗低、启动快等特点,已实现的最小 CPT 频标体积为 10 cm^3 ,功耗低于 200 mW ^[15]。原理上 CPT 频标是唯一能制成芯片级尺寸的原子频标,CPT 频标还可望达到很高的稳定度指标^[16,17]。CPT 磁场计也具有体积小的优势,最小的微型 CPT 探头可达到亚毫米尺寸的空间分辨率,在磁场灵敏探测方面有很大应用潜力^[18]。

本文用一种四能级模型对在样品泡中制备 CPT 态的过程进行了理论研究,为研制 CPT 频标,CPT 磁场计等实际应用提供参考。

2 理论模型和方程

图 1(a)是所研究的双色光与⁸⁷Rb原子相关态构成的制备 CPT 态的 Δ 构型。除了与光相互作用的三个能级系统之外,样品与缓冲气体、样品容器壁之间的相互热碰撞造成其他态与系统(主要是系统两基态)之间的态转移。对于这个体系,本文将三能级系统之外的态唯象地归结为一个 k 能级“leaky trap”态^[19],用如图 1(b)所示总概率守恒的四能级模型开展半经典研究。

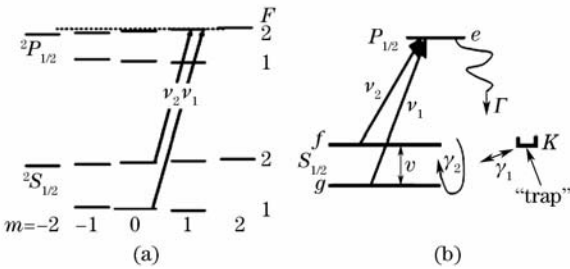


图 1 (a) ⁸⁷Rb 有关能级;(b) 带 leaky trap 能级的四能级系统

Fig. 1 (a) Involved energy levels of ⁸⁷Rb;

(b) four-level system with a leaky trap energy level

在一般频标、磁场计应用中,是用双色圆偏振光与原子相互作用,并在沿光传播方向上提供一个磁场。磁场的双重作用是:1) 为系统提供量子化轴,使圆偏振光激发原子作如图 1(a)的 σ^+ 跃迁;2) 基态 $m = -1/+1$ 超精细裂距随磁场强度减小/增大,而 $m = 0$ 裂距基本不变,通过磁场选出基态 $m = 0$ 的两超精细子能态制备 CPT 态。

图 1(b)用 f, g 和 e 分别代表图 1(a)所示 Δ 构型中的两基态和一激发态,频率为 ν_2 和 ν_1 的两个右旋圆偏振激光场分别激发基态 f, g 向激发态 e 作 σ^+

跃迁。当两束光频率与原子能级之间满足双光子共振条件时,基态的两个超精细能级就被相干地耦合起来,部分原子被囚禁在基态的两个子能级上不再吸收光子,即制备出 CPT 态。

考虑到微型 CPT 频标和磁场计的应用中,样品泡的尺寸在亚毫米量级,非微型样品泡一般尺寸、样品密度也较小,因此本文研究将限制在光学薄范围,即图 1(b)相应的光学布洛赫(Bloch)方程不考虑光强随传播路程的变化。对于图 1(b)所示系统,具有唯象弛豫项 $R(t)$ 的布洛赫方程为

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = \frac{1}{i\hbar}[H(t), \rho(t)] + R(t). \quad (1)$$

在电偶极近似下,两激光场分别用 $E_1 \exp(-i\omega_1 t)$ 和 $E_2 \exp(-i\omega_2 t)$ 表示,系统哈密顿量为

$$H(t) = \sum_{j=e,f,g,k} \hbar\omega_j |j\rangle\langle j| + \left[-\frac{\hbar}{2} (\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} |e\rangle\langle g| + \Omega_2 e^{-i\omega_2 t} |e\rangle\langle f|) + H.c \right],$$

式中 $\hbar\omega_j$ ($j = e, f, g$) 为无外场下原子的本征能量, $\Omega_1 = DE_1 a_{eg}$ 和 $\Omega_2 = DE_2 a_{ef}$ 分别为两激光场与原子相互作用的拉比频率, a_{eg} (a_{ef}) 为子能级 $|J_e I F m_e\rangle$ 和 $|J_g I F m_g\rangle$ 之间的角动量耦合系数,常数 $D = \sqrt{3c^2/(16\pi^2 \hbar\nu^3 \tau)}$,其中 τ 为 $5P_{1/2}$ 的寿命, ν 为 $5S_{1/2}$ 到 $5P_{1/2}$ 的跃迁频率, c 为光速。

密度矩阵的对角元 ρ_{jj} 表示 j 能级上的布居数($j = e, f, g, k$),非对角元 ρ_{ij} 表示能级 i 和 j 之间的相干。光学相干 $\rho_{ef}(t) = \delta_{ef}(t)e^{-i\omega_2 t}$, $\rho_{eg}(t) = \delta_{eg}(t)e^{-i\omega_1 t}$ 的振幅 $\delta_{ij}(t)$ 满足 $\delta_{ij} = \delta_{ji}^*$, $\delta_{ef}^{(i)}$ 和 $\delta_{eg}^{(i)}$ 分别表示光学相干的实部和虚部。基态超精细相干 $\rho_{fg}(t) = \delta_{fg}(t)e^{-i\omega_{12} t}$, $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$, $\delta_{fg}^{(i)}$ 为基态能级的超精细相干。

根据文献[20]并考虑到热碰撞转移, $R(t)$ 项可表示为

$$\begin{aligned} R_{ee}(t) &= -\Gamma\rho_{ee}(t), \\ R_{ff}(t) &= a_{ef}^2 \Gamma\rho_{ee} - \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{ff} - \rho_{gg}) + \frac{\gamma_1}{2}\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \\ R_{gg}(t) &= a_{eg}^2 \Gamma\rho_{ee} + \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{ff} - \rho_{gg}) + \frac{\gamma_1}{2}\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \\ R_{kk}(t) &= \frac{\Gamma}{2}\rho_{ee} - \gamma_1\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \\ R_{ef}(t) &= -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ef}(t), \\ R_{eg}(t) &= -\frac{\Gamma}{2}\rho_{eg}(t), \\ R_{fg}(t) &= -\gamma_2\rho_{fg}(t), \end{aligned}$$

式中角动量耦合系数

$$a_{eg} = (-1)^{1+I_e+F_e+F_g-m_e} \times \\ \sqrt{2F_g+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2J_e+1} \times \\ \left\{ \begin{matrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & q & m_g \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & I & J_e \end{matrix} \right\}^{\circ}$$

设样品泡工作于 70 °C, 缓冲气体压强 2666 Pa, k 态与 f, g 转移的弛豫速率 $\gamma_1 = 1000 \text{ s}^{-1}$, f, g 之间相互转换的弛豫速率 $\gamma_2 = 1000 \text{ s}^{-1}$, 激发态能级的衰减速率 $\Gamma = 3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ [16] (其中自发辐射衰减速率约为 $3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$)。 δ_{fg}^r 为表征体系相干程度的物理量[21]。

在旋波近似下, 10 个方程具体表述为[19]

$$\frac{d}{dt}\rho_{ee} = -2\Omega_1\delta_{eg}^i - 2\Omega_2\delta_{ef}^i - \Gamma\rho_{ee}, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{ff} = 2\Omega_2\delta_{ef}^i + a_{ef}^2\Gamma\rho_{ee} - \\ \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{ff} - \rho_{gg}) + \frac{\gamma_1}{2}\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{gg} = 2\Omega_1\delta_{eg}^i + a_{eg}^2\Gamma\rho_{ee} + \\ \frac{\gamma_1}{2}(\rho_{ff} - \rho_{gg}) + \frac{\gamma_1}{2}\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{kk} = \frac{\Gamma}{2}\rho_{ee} - \gamma_1\left(\rho_{kk} - \frac{1}{3}\right), \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{ef}^r = -\Omega_1\delta_{fg}^i - \frac{\Gamma}{2}\delta_{ef}^r, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{ef}^i = -\Omega_1\delta_{fg}^r - \Omega_2(\rho_{ff} - \rho_{ee}) - \frac{\Gamma}{2}\delta_{ef}^i, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{eg}^r = \Omega_2\delta_{fg}^i - \frac{\Gamma}{2}\delta_{eg}^r, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{eg}^i = -\Omega_1(\rho_{gg} - \rho_{ee}) - \Omega_2\delta_{fg}^r - \frac{\Gamma}{2}\delta_{eg}^i, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{fg}^r = \Omega_1\delta_{ef}^i + \Omega_2\delta_{eg}^i - \gamma_2\delta_{fg}^r, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt}\delta_{fg}^i = \Omega_1\delta_{ef}^r - \Omega_2\delta_{eg}^r - \gamma_2\delta_{fg}^i. \quad (11)$$

3 计算结果与分析

由(3), (4), (10)式得到 δ_{fg}^r 的稳态解

$$\delta_{fg}^r = -\frac{2}{3}\Omega_1\Omega_2 \left/ \left[\left(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \frac{\Gamma}{2}\gamma_2 \right) + \frac{\Omega_1^2\Omega_2^2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \left(\frac{12\gamma_2}{\Gamma} + \frac{2\gamma_2}{\gamma_1} \right) + \left(\frac{3\gamma_1}{\Gamma} + \frac{1}{2} \right) \frac{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 \left(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \frac{\Gamma}{2}\gamma_2 \right)}{(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \left(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \frac{\Gamma}{2}\gamma_1 \right)} \right] \right., \quad (12)$$

当 $\Omega_1^2 = \Omega_2^2$ 时, 得到

$$\delta_{fg}^r = \frac{2}{3} \left/ \left[2 + \frac{1}{2} \left(\frac{12\gamma_2}{\Gamma} + \frac{2\gamma_2}{\gamma_1} \right) + \frac{\Gamma}{2}\gamma_2 / \Omega_1^2 \right] \right.,$$

对于所关心的研究对象有 $\gamma_2 \ll \Gamma$, 取 $\gamma_1 = \gamma_2$, 则近似有

$$\delta_{fg}^r \approx \frac{4}{18 + 3\Gamma\gamma_2/\Omega_1^2}, \quad (13)$$

对于 CPT 原子频标和 CPT 磁场计, 用 $\Gamma\gamma_2$ 与 Ω^2 处于同一量级, 由(13)式可定性了解 Ω^2 对制备相干度的贡献和 γ_2 的退相干作用。

碰撞退相干的作用还可通过如下分析作进一步了解: 由(3), (4), (10)式可获得稳态解

$$\delta_{ef}^i = \frac{1}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \left[\gamma_2\Omega_1\delta_{fg}^r + \frac{\gamma_1}{2}\Omega_2(\rho_{ff} - \rho_{gg}) \right], \quad (14)$$

$$\delta_{eg}^i = \frac{1}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \left[\gamma_2\Omega_2\delta_{fg}^r - \frac{\gamma_1}{2}\Omega_1(\rho_{ff} - \rho_{gg}) \right]. \quad (15)$$

由(7), (9)式可获得稳态解

$$\left(\Omega_1^2 - \Omega_2^2 \right) \left(1 + \frac{\Gamma}{2} \frac{\gamma_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right) \delta_{fg}^r + \\ \Omega_1\Omega_2(\rho_{ff} - \rho_{gg}) \left(1 + \frac{\Gamma}{2} \frac{\gamma_1}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right) = 0, \quad (16)$$

考虑特例 $\Omega_1^2 = \Omega_2^2$ 由(16)式得到 $\rho_{ff} = \rho_{gg}$, 这时由(14), (15)式可看出, 正是因为 $\gamma_2 \neq 0$ 而出现基态向激发态吸收光跃迁, 说明 $|f\rangle, |g\rangle$ 碰撞的退相干效应使系综维持有 $|C\rangle$ (没有说明) 态和原子能级的光跃迁过程。

实际应用中, 两激光场的强度一般并不严格相等, 由(12)式可获得相干度与两光强的关系如图 2 (将 Ω_i 转换为光强 $I_i = E_i^2$) 所示。可以看出, 最大相干出现在 I_2 略大于 I_1 处。

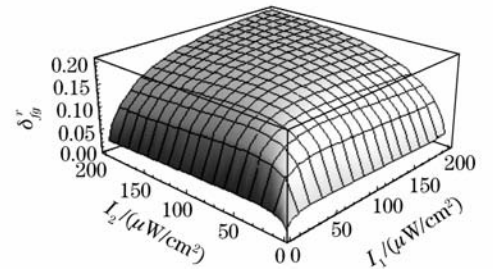


图 2 理想条件下相干度 δ_{fg}^r 在 $I_1 = I_2$ 达到极大值, 因考虑了热碰撞 $\gamma \neq 0$, 相干度 δ_{fg}^r 的极大值出现在 $I_2 > I_1$ 处

Fig. 2 δ_{fg}^r reaches its maximum at $I_2 = I_1$ under ideal condition, while at $I_2 > I_1$ with the thermal collision $\gamma \neq 0$ taken into account

在实际应用中, 一般有 $\gamma_1 \approx \gamma_2$, 当取 $\gamma_1 = \gamma_2$, (12)式可近似为

$$\delta_{fg}^r = \frac{2}{3} \left/ \left\{ \frac{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}{|\Omega_1| |\Omega_2|} + \left(\frac{3\gamma_1}{\Gamma} + \frac{1}{2} \right) \frac{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2}{|\Omega_1| |\Omega_2| (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)} + \gamma_2 \left[\frac{\Gamma}{2|\Omega_1| |\Omega_2|} + \frac{2\Omega_1 |\Omega_2|}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \left(\frac{6}{\Gamma} + \frac{1}{\gamma_1} \right) \right] \right\} \right. \quad (17)$$

当不考虑(17)式中 γ_2 项,则 $|\Omega_2| = \Omega_1$ 时,分母达到了极小值,然而, γ_2 的系数项并不在 $|\Omega_2| = \Omega_1$ 时达到极小值,因此 δ_{fg}^r 的极大值将视 γ_2 的大小而一定程度地偏离两光强相等处。图3是在 $I_1 = 30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 时相干度与光强分布的关系。

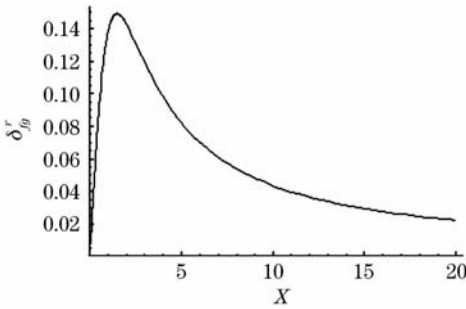


图3 当 $I_1 = 30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 时, δ_{fg}^r 随两激光相对光强的变化关系($X = |\Omega_2/\Omega_1|$),在 $X \approx 1.7$ 处 δ_{fg}^r 达到极大值
Fig. 3 When $I_1 = 30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, δ_{fg}^r changes with relative laser intensities ($X = |\Omega_2/\Omega_1|$), and reaches its maximum at $X \approx 1.7$

4 结 论

以研究双色激光对CPT原子频标和CPT磁场计等设备制备CPT态的特性为目的,选铷原子87同位素开展了用双色相干光对充有缓冲气体的样品泡中热运动原子制备CPT态的性质的研究。除了与激光作用的三个能态外,将所有与激光无直接作用的态归结为一个“leaky trap”能态,用一个简化的四能级系统数学模型通过求解光学布洛赫方程对制备CPT态的特性开展了理论研究,重点研究了热碰撞对于制备CPT态的原子能态的 Λ 构型中两基态的消相干效应。研究表明,热碰撞程度决定系统制备出CPT态的比例,这一消相干机制还造成系统的最大相干度偏离双色光两光强相等处。从方程的求解结果中可以简化出一个表达式,用来粗略估计CPT频标和CPT磁场计中消相干碰撞以及激光光强对相干程度的影响。

参 考 文 献

1 M. O. Scully, M. S. Zubairy. Quantum Optics [M]. Cambridge University Press, 1997, Chapter 7. 220~247

- 2 H. R. Gray, R. M. Whitley, C. R. Stroud, Jr.. Coherent trapping of atomic populations [J]. *Opt. Lett.*, 1978, **3**(6):218~220
- 3 E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy [J]. *Progress in Optics*, 1996, **35**:259~288
- 4 K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. *Phy. Revs. Lett.*, 1991, **66**(20):2593~2596
- 5 Yang Xihua. Investigation of transient properties of electromagnetically induced transparency with different pump laser energy [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(7):811~814
杨希华. 不同能量抽运场作用下瞬态电磁感应透明特性研究 [J]. *中国激光*, 2004, **31**(7):811~814
- 6 Zhang Lianshui, Yang Lijun, Li Xiaoli *et al.*. Suppressing power broadening of electromagnetically induced transparency by utilizing microwave field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7):1305~1308
张连水, 杨丽君, 李晓莉 等. 利用微波场抑制电磁感应透明的功率展宽 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(7):1305~1308
- 7 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi- Λ -type four-level atom system at low-light levels [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9):1419~1423
张丽英, 刘正东, 陈峻. 准 Λ 型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应透明 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(9):1419~1423
- 8 O. A. Kocharovskaya, Y. I. Khanin. Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion [J]. *JETP Lett.*, 1988, **48**(11):630~634
- 9 M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Gavrielides. Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24):2813~2816
- 10 A. Kuhn, S. Steuerwald, K. Bergmann. Coherent population transfer in NO with pulsed lasers: the consequences of hyperfine structure, Doppler broadening and electromagnetically induced absorption [J]. *European Phys. J. D*, 1998, **1**(1):57~70
- 11 Wang Yanhua, Yan Shubin, Wang Junmin *et al.*. Electromagnetically induced absorption of degenerate two-level system in a cesium vapor cell [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(9):1063~1069
王彦华, 闫树斌, 王军民 等. 铯原子气室中简并二能级系统的电磁诱导吸收 [J]. *中国激光*, 2004, **31**(9):1063~1069
- 12 Lihui Jin, Shangqing Gong, Yueping Niu *et al.*. Electromagnetically induced transparency and controllable group velocity in a five-level atomic system [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(5):252~254
- 13 Jie Ma, Yanting Zhao, Lirong Wang *et al.*. Absorption resonances in Λ -type three-level system in cesium vapor cell with buffer gas [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(1):55~58
- 14 M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tittonen *et al.*. All-optical atomic clock based on coherent population trapping in ^{85}Rb [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(2):273~279
- 15 R. Lutwak, P. Vlitras, M. Varghes *et al.*. The MAC-a miniature atomic clock [C]. D. Coler ed. in Proceedings of 2005 Joint IEEE International Frequency Control (UFFC) Symposium and the 37th Annual Precise Time & Time Interval (PTTI) Systems & Applications Meeting. Vancouver, BC, Canada, 2005. 752~757
- 16 J. Vanier, M. W. Levine, D. Janssen *et al.*. On the use of intensity optical pumping and coherent population trapping techniques in the implementation of atomic frequency standards [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2003, **52**(3):822~831
- 17 J. Vanier. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review [J]. *Appl. Phys. B*, 2005, **81**(4):421~442

- 18 Liu Guobin, Du Runchang, Liu Chaoyang *et al.*. CPT magnetometer with atomic energy level modulation [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2008, **25**(2):472~474
- 19 J. Vanier, M. W. Levine, D. Janssen *et al.*. Contrast and linewidth of the coherent population trapping transmission hyperfine resonance line in ^{87}Rb : effect of optical pumping [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **67**(6):065801
- 20 P. Trmblay, C. Jacques. Optical pumping with two finite linewidth lasers [J]. *Phys. Rev. A*, 1990, **41**(9):4989~4999
- 21 Sihong Gu, J. A. Behr. Off-Raman resonance effects on hyperfine coherences [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(1):015804

《中国激光》“激光医学与生物光子学”专题征稿启事

光学技术特别是激光技术的快速发展给生物医学成像、传感以及诊断学领域带来了重大变革,并产生了巨大影响。激光医学与生物光子学作为一门新兴的交叉性学科,为生物医学的应用发展及基础理论研究提供了有利的条件。它结合多个学科,探索光子学技术在生物研究及医学诊断与治疗中的应用,已成为国际上迅速发展的领域并取得了诸多令人兴奋的成就。《中国激光》计划于2009年9月正刊上推出“激光医学与生物光子学”专题栏目,现特向国内外广大读者以及作者征集“激光医学与生物光子学”方面原创性的研究论文和综述,旨在集中反映该领域基础理论的研究进展以及最先进的临床试验水平。

征稿范围包括:

- 激光医学与生物光子学的基础研究
- 激光治疗
- 生物光学成像技术
- 非侵入性光学诊断
- 生物光学传感技术
- 生物光学器件
- 光动力学疗法
- 其他

截稿日期:2009年6月30日

投稿方式以及格式:通过网上投稿系统(<http://www.opticsjournal.net/zgjg.htm>)直接上传稿件(主题标明“激光医学与生物光子学”投稿),也可直接将稿件电子版发至邮箱:zhgjg@mail.shcnc.ac.cn(主题标明“激光医学与生物光子学”投稿),详情请参见中国光学期刊网:www.opticsjournal.net。本专题投稿文体不限,中英文皆可,其电子版请使用MS-word格式,有任何问题请发邮件至zhgjg@mail.shcnc.ac.cn询问。

《中国激光》编辑部