

光学相位锁定激光在原子玻色-爱因斯坦凝聚中实现拉曼耦合

孟增明 黄良辉 彭鹏 陈良超 樊浩 王鹏军 张靖

Raman coupling in atomic Bose-Einstein condensed with phase-locked laser system

Meng Zeng-Ming Huang Liang-Hui Peng Peng Chen Liang-Chao Fan Hao Wang Peng-Jun Zhang Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 243202 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.243202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.243202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

红外激光载波包络相位对氦原子的极紫外光 (XUV) 吸收谱的量子调控研究

Quantum control of the XUV photoabsorption spectrum of helium atoms via the carrier-envelope-phase of an infrared laser pulse

物理学报.2015, 64(13): 133203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133203>

二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体与双模光 \square \sphericalangle 嗽 \sphericalangle 饕孟低持性 \square 蛹 \sphericalangle 獾难顾跣灾

Squeezing properties of atom laser from two-level atomic Bose-Einstein condensate interacting with two-mode light field

物理学报.2014, 63(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.043201>

Ξ 型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体单模光 \square \sphericalangle 低持兴 \square T \square 蛹 \sphericalangle 獾难顾跣灾

Squeezing properties of two-mode atom laser in a system of Ξ -type three-level atomic Bose-Einstein condensate interacting with single-mode light field

物理学报.2014, 63(4): 043202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.043202>

沟道效应作用下中性原子在激光驻波场中的沉积特性研究

Characteristics of neutral atom deposition under channel effect in a laser standing wave field

物理学报.2013, 62(24): 243201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.243201>

Ξ 型三能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体对光 \square \odot 顾跣灾实挠跋

Influence of Ξ -type three-level atomic Bose-Einstein condensate on the squeezing properties of light field

物理学报.2013, 62(18): 183201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.183201>

光学相位锁定激光在原子玻色-爱因斯坦凝聚中实现拉曼耦合*

孟增明¹⁾²⁾ 黄良辉¹⁾²⁾ 彭鹏¹⁾²⁾ 陈良超¹⁾²⁾ 樊浩¹⁾²⁾
王鹏军¹⁾²⁾ 张靖^{1)†}

1)(山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2)(山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2015年8月19日收到; 2015年9月25日收到修改稿)

采用光学相位锁定环路技术将外腔反馈式半导体激光器锁定到与钛宝石激光器输出激光频率上. 锁定后两束激光的差频线宽从 MHz 降低到 Hz 量级, 同时两束激光的频率差可实现几百兆赫兹到 7 GHz 的精密调节. 锁定的两束激光作用在铷原子玻色-爱因斯坦凝聚的两个基态超精细态 $F = 2, 1$, 观测到在两个超精细态之间的拉曼跃迁. 该技术可用于超冷原子两个超精细态之间自旋轨道耦合.

关键词: 光学锁相环, 拍频, 拉曼跃迁, 自旋轨道耦合

PACS: 32.80.Qk, 85.30.De, 85.90.+h

DOI: 10.7498/aps.64.243202

1 引言

自从实现了玻色爱因斯坦凝聚体^[1,2]和量子简并费米气体^[3]以来, 超冷原子系统因其高度人为可控多自由度的特性, 发展成为一个量子模拟的理想平台. 系统中的原子数目、不同自旋、温度、束缚势、原子之间的相互作用都可以人为精确控制^[4,5]. 最近, 利用超冷原子中的人造规范势来模拟凝聚态物理中电子在电磁场中的行为成为研究热点, 实验上已经通过两束拉曼光耦合原子的两个超精细态, 实现了原子自旋和动量两个自由度的耦合, 用以模拟电子的自旋轨道耦合行为^[6-13]. 利用自旋轨道耦合这种独特的操控手段, 可探索研究整数和分数量子霍尔态、磁单极子等拓扑态以及拓扑绝缘体、拓扑超导体、Majorana 费米子、Weyl 半金属拓扑体, 和其在拓扑量子计算方面的应用机理. 目前, 基于超冷原子的自旋轨道耦合, 已经

研究了自旋霍尔效应^[14]、群体偶极振荡^[15]、有限温度下的相图^[16]、强相互作用下的费米原子配对机理^[17]等现象. 这些研究成果激发了人们的研究兴趣, 不断有新的理论方案被提出和实验现象被观测^[18-20].

目前实验上已经实现的自旋轨道耦合为一维的情形, 可以认为是两种二维自旋轨道耦合的等权叠加 $k_x \sigma_x + k_y \sigma_y$ 和 Dresselhaus $k_x \sigma_x - k_y \sigma_y$, 其中 σ_x, σ_y 为泡利矩阵, k_x, k_y 为 x, y 方向的动量. 目前一维的自旋轨道耦合主要是通过两束拉曼光耦合到原子同一个超精细态下的两个塞曼子能级, 两个塞曼子能级分裂可以控制偏置磁场到兆赫兹量级, 因此两束拉曼光可以通过一台激光器输出的激光分束后, 经过声光调制器移频便可以实现, 两束激光的频率差可以通过控制驱动声光调制器的信号源频率, 实现精确调节. 如果两束拉曼光耦合到原子基态两个不同超精细态, 例如 ^{87}Rb 的两个不同超精细态 $|F = 2, m_F = 1\rangle$,

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB921601)、国家自然科学基金(批准号: 11234008, 11222430)、国家自然科学基金委员会与香港研究资助局合作研究项目(批准号: 11361161002)和三晋学者计划专项经费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn; jzhang74@yahoo.com

$|F = 1, m_F = 1\rangle$), 其中 F 为原子的总角动量量子数, m_F 为磁量子数, 需要将拉曼耦合光的频率差锁定在 6.8 GHz 附近, 如果此时使用声光调制器移频的方式, 拉曼光很难得到足够高的功率. 如果使用射频的方式来激发原子, 由于没有动量的传递, 所以无法模拟自旋轨道耦合^[21], 通过外部锁定激光器系统成为最佳的选择.

本文采用光学相位锁定环路技术将外腔反馈式半导体激光器锁定到与钛宝石激光器输出激光频率上, 获得了两束频率差约为 6.8 GHz 拉曼激光. 当锁定后, 两束激光的差频线宽可以从 MHz 降低到 Hz 量级. 锁定的两束拉曼激光作用在铷原子的两个不同超精细态, 观测到了铷原子在两个超精细态之间的拉曼跃迁, 该技术已广泛用于冷原子干涉仪. 本文进一步分析了光学相位锁定后两束激光的相噪对自旋轨道耦合的影响.

2 实验装置

光学锁相环 (optical phase-locked loop) 都是由鉴相鉴频器 (phase frequency detector)、环路滤波器 (LF) 和主、从激光器 (master laser, ML; slave laser, SL) 构成的. 鉴相鉴频器有两个信号输入端, 一个为参考信号输入端, 另一个为被锁定信号输入端, 相位探测器将会输出与两路信号相位成比例的误差信号, 误差信号通过低通滤波器后, 将会反馈到从激光器, 从而控制从激光器的频率, 达到锁定的目的^[22-27]. 在实验中, 参考信号要求频率噪声和相位噪声非常低, 所以使用 Tektronix 公司的 AFG3251C 信号源; 而另一路信号是由快速探测器 (EOT 公司 ET-4000) 测量主激光器和从激光器的差频信号, 如图 1 (b).

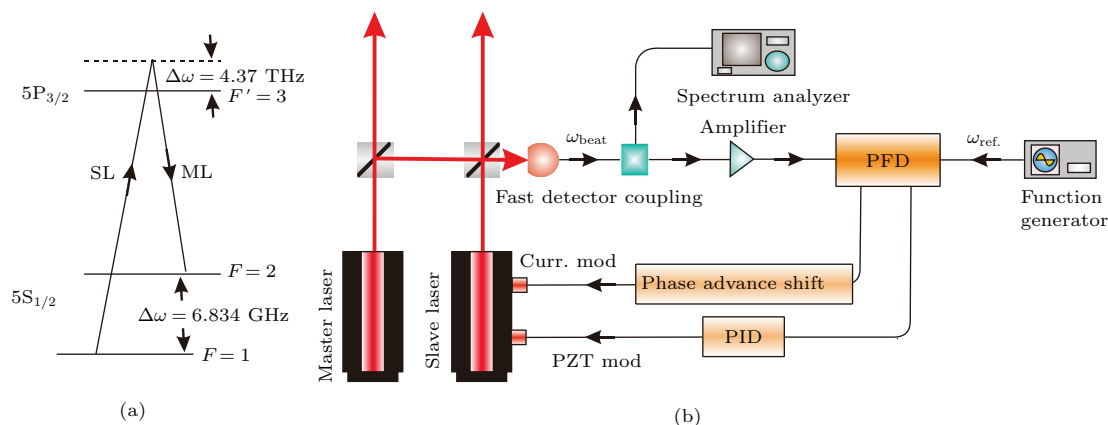


图 1 (网刊彩色) (a) ML 和 SL 的频率; (b) 光学锁相环系统原理图

Fig. 1. (color online) (a) The frequency of ML and SL; (b) schematic setup of optical phase-locked loop system.

这里使用的主激光器 (master laser) 是钛宝石激光器, 从激光器是外腔反馈式半导体激光器 (Toptica DL100). 光学锁相环输出的锁频信号分为两路, 一路通过 PI 将低频部分反馈到压电陶瓷上, 另一路通过相位超前器将高频部分反馈到电流调制上. 压电陶瓷的调制带宽大约为 kHz 量级, 电流调制带宽大约为 MHz 量级. 在未锁定之前, 首先使用波长计, 将钛宝石激光器的输出光频调节到 388.601 GHz (785 nm), 然后将频率锁定到参考腔上. 选择远红失谐 D2 跃迁线的频率, 使激光自发辐射导致加热 ⁸⁷Rb 超冷原子得到抑制. 然后将半导体激光器的输出光相对于主激光器偏置 6.8 GHz (两个基态能级频差), 这样便得到 6.8 GHz 的拍频

信号, 通过耦合器 (Mini-Circuits ZHDC-16-63+) 将信号分为两路, 一路用于观测拍频信号的锁定情况, 另一路输入到放大器 (Mini-Circuits ZX60-8008 E-S+), 最后将拍频信号输入到分频器, 进行 20 分频以后, 相位频率探测器 (phase frequency detector, PFD) 将会比较分频信号 34 MHz 的参考信号, 从而输出带宽为几十 MHz 量级的误差信号. 相位超前电路是反馈电路中的一个关键部分^[28]. 由于调制电流的误差信号带宽比较宽, 相位超前电路将会补偿反馈回路对高频部分相位滞后效应. C1, C2, R1, R2 是相位超前部分, C3 是起一定的滤波作用, 由于半导体激光器电流调制部分对误差信号非常敏感, 所以取一个阻值小的 R1, 见图 2.

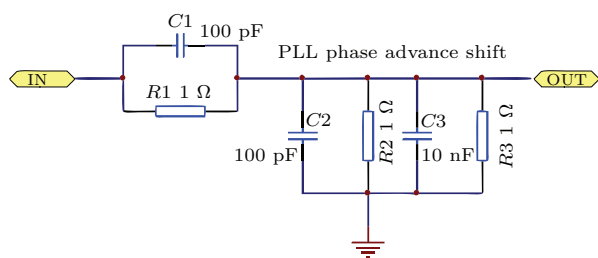


图2 相位超前电路图

Fig. 2. Phase advance shift.

在未锁定的情况下, 两台激光器是自由运转, 频率都会有一定的相对漂移. 当误差信号通过PI电路 (MHz的调制信号通过积分电路变为kHz量级), 加载到压电陶瓷上就可以将频率差初步锁定^[29], 如图3. 在低频误差信号锁定情况下, 主要是拍频的相位相对于参考信号还在抖动, 通过频谱分析仪不难发现, 拍频信号不在左右摆动, 而是呈现线宽非常宽的拍频信号, 大约为几MHz, 该频谱说明两路信号还存在相位差, 拍频信号还不是完全与参考信号同步. 为了压窄线宽, 另一路误差信号通过移相器将高频部分直接加载到电流调制上, 宽频谱中心出现很窄的峰, 说明拍频信号得到压窄,

如图4, 也就是说从激光器完全同步于主激光器. 评价光学锁相环路锁定好坏的一个重要指标就是拍频信号的相噪, 图4(a)中心频率两侧的谱对应着相噪, 特别是中心频率两侧2 MHz附近的小峰, 是由于反馈回路中相位滞后效应导致的. 这个宽频谱的相噪对超冷原子中的自旋轨道耦合有这严重的影响.

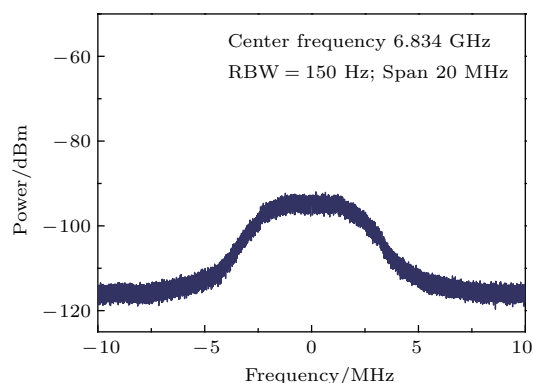


图3 低频部分反馈到压电陶瓷 (PZT) 上锁频情况下的拍频功率谱

Fig. 3. The spectrum of the beat frequency of two frequency-locked lasers only with PZT feedback.

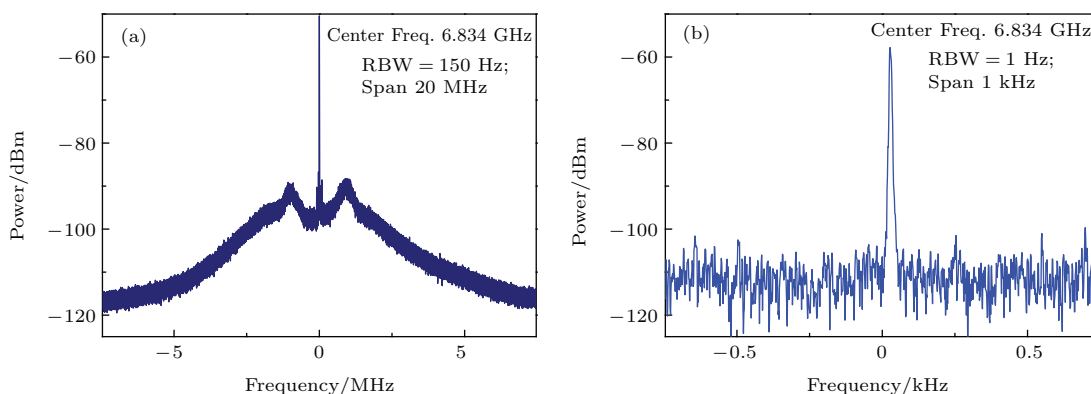


图4 通过压电陶瓷和电流反馈控制同时锁定情况下的拍频功率谱 (a) Span 20 MHz; (b) span 1 kHz

Fig. 4. The spectrum of the beat frequency of two phase-locked lasers: (a) Span 20 MHz; (b) span 1 kHz.

3 原子BEC中的拉曼跃迁

对于⁸⁷Rb冷原子两个不同超精细态, 可以通过6.8 GHz微波信号与二能级相互作用, 将原子从一个态转移到另一个态, 但是由于微波的波长太长, 微波传递给原子的动量可以忽略不计. 如果用一对Raman光代替微波场, 使原子从一个态跃迁到另一个态的同时, Raman光的动量传递给原子, 这样会产生一个自旋轨道耦合人造规范势. 使用

光学锁相环系统锁定两束激光可作为一对Raman光, 作用在⁸⁷Rb超冷原子基态两个不同超精细态上, 产生拉曼跃迁和自旋轨道耦合人造规范势.

使用光学锁相环系统锁定的一对Raman光, 将⁸⁷Rb原子从一个基态超精细态上跃迁到另一个基态超精细态上, 探测原子使用的是共振探测吸收时间飞行成像法. 首先让铷原子自由飞行30 ms, 在飞行展开的过程中, x 方向加一个非均匀磁场, 最后打开近共振的探测光, 使用吸收成像的方法来获取原子信息. 在飞行过程中, 由于史特恩-盖拉赫

效应, 不同自旋态的原子在 x 方向上的位移是不同的, 从而将不同自旋态原子区分开, 可以观察基态两个不同超精细态原子的布局数比例.

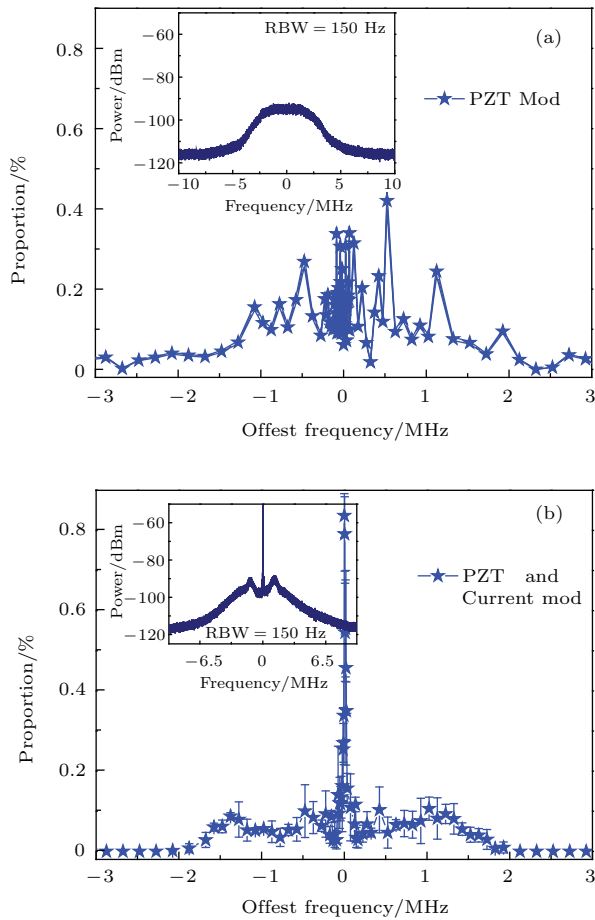


图5 Raman 跃迁导致态的布局随 Raman 双光子失谐变化 (a) 只有压电陶瓷反馈控制锁定; (b) 压电陶瓷和电流调制同时作用下实现锁定

Fig. 5. Proportion of Raman transition as a function of two-photon Raman detuning: (a) Only with PZT feedback; (b) PZT and current feedback simultaneously.

首先将光学偶极阱中 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态原子 BEC^[30] 通过扫描微波频率把原子全部绝热转移到 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态 (见图 7(a)). 然后打开两束相互垂直传播的 785 nm Raman 光, 传播方向分别在为 $x, -y$ 方向, 腰斑大小为 200 μm , 光功率均为 70 mW, 人工调节使得二者的差频大致为 6.834 GHz, Master laser 的光频 ω_M 置于低频, 见图 1(a), 并且锁定到外部参考腔上, Slave laser 的光频 ω_S 置于高频, 通过光学锁相环将频率差锁定, 两束 Raman 光作用在基态两个超精细态 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 和 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 之间. 如果只有压电陶瓷反馈锁定情况下, Raman 光脉冲为

1 ms, 无法将原子全部转移到 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 态, 如图 5(a), Raman 跃迁概率随 Raman 双光子失谐的变化, 它的跃迁的概率也是杂乱的, 线宽非常宽, 这是因为主激光与从激光之间的相对相位无规则的抖动导致的.

当电流调制和压电陶瓷同时用于反馈锁定, 可以将原子全部转移到 $|F = 2, m_F = 1\rangle$ 态, 如图 5(b) 所示. 将 Raman 双光子失谐设置在 $4E_r$, 改变 Raman 光脉冲长度测量原子的 Raman 拉比振荡, 如图 6 所示, 拉比频率约为 $\Omega = 10$ kHz^[31]. 图 7 给出了 Raman 光 π 脉冲将初始态 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 的原子转移到 $|F = 2, m_F = 1\rangle$, 并且获得 Raman 光子动量为 $2k_R$, $k_R = k_r \sin(\theta/2)$,

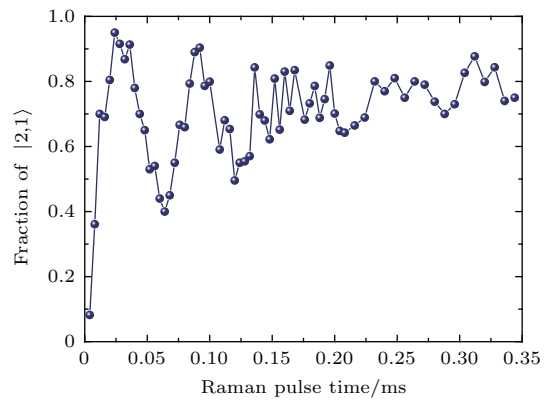


图6 $|2, 1\rangle$ 态原子比例随拉曼脉冲时间的变化
Fig. 6. The population in $|2, 1\rangle$ as a function of duration time of the Raman pulse.

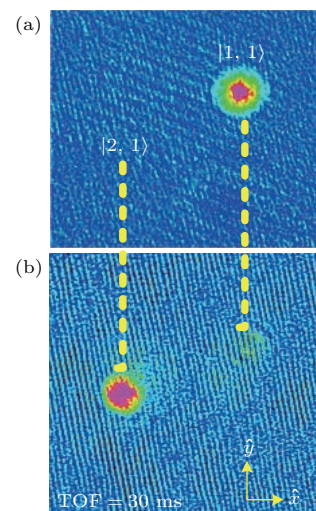


图7 (网刊彩色) 时间飞行吸收成像实验结果 (a) 初始制备在原子 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态; (b) Raman 跃迁到 $|F = 2, m_F = 1\rangle$
Fig. 7. (color online) Time flight absorption image: (a) Prepared in initial state $|F = 1, m_F = 1\rangle$; (b) apply Raman pulse to transfer into $|F = 2, m_F = 1\rangle$.

$k_r = 2\pi/\lambda$ 是单个光子的反冲动量, 反冲能量 $E_r = (\hbar k_r)^2/(2m) = h \times 1.858 \text{ kHz}$, λ 为 Raman 光的波长, $\theta = 90^\circ$ 是两束 Raman 光的夹角. 从图 7 中可看出原子跃迁的同时 y 方向也获得一定的动量 [9].

4 结 论

本文使用可编程修改的数字分频器和高带宽的鉴相鉴频器锁定两台激光器到 ^{87}Rb 的 6.8 GHz, 并且将主激光器和从激光器的拍频线宽降到 Hz 量级. 该光学锁相环系统产生的一对 Raman 光, 这可以应用到四波混频、电磁诱导透明、冷原子人造规范场等实验中.

参考文献

- [1] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [2] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [3] Demarco B, Jin D S 1999 *Science* **285** 1703
- [4] Bloch I, Dalibard J, Zwerger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885
- [5] Chin C 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [6] Spielman I B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063613
- [7] Lin Y J, Compton R L, Perry A R, Phillips W D, Porto J V, Spielman I B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 130401
- [8] Lin Y J, Jiménez-García K, Spielman I B 2011 *Nature* **471** 83
- [9] Fu Z K, Wang P J, Chai S J, Huang L H, Zhang J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043609
- [10] Wang P J, Yu Z Q, Fu Z K, Miao J, Huang L H, Chai S J, Zhai H, Zhang J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095301
- [11] Fu Z K, Huang L H, Meng Z M, Wang P J, Liu X J, Pu H, Hu H, Zhang J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053619
- [12] Lu H, Zhu S B, Qian J, Wang Y Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 090308
- [13] Xie W F, He Y Z, Bao C G 2015 *Chin. Phys. B* **24** 060305
- [14] Beeler M C, Williams R A, Jimenez G K, LeBlanc L J, Perry A R, Spielman I B 2013 *Nature* **498** 201
- [15] Zhang J Y, Ji S C, Chen Z, Zhang L, Du Z D, Yan B, Pan G S, Zhao B, Deng Y J, Zhai H, Chen S, Pan J W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 115301
- [16] Ji S C, Zhang J Y, Zhang L, Du Z D, Zheng W, Deng Y J, Zhai H, Chen S, Pan J W 2014 *Nat. Phys.* **10** 314
- [17] Fu Z K, Huang L H, Meng Z M, Wang P J, Zhang L, Zhang S Z, Zhai H, Zhang P, Zhang J 2014 *Nat. Phys.* **10** 110
- [18] Dalibard J, Gerbier F, Juzeliūnas G, Öhberg P 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1523
- [19] Wang P J, Zhang J 2014 *Front. Phys.* **9** 598
- [20] Zhang J, Hu H, Liu X J, Pu H 2014 *Annu. Rev. Cold Atoms Molecul.* **2** 81
- [21] Huang L H, Wang P J, Fu Z K, Zhang J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 013402
- [22] Meng Z M, Zhang J 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0714001 (in Chinese) [孟增明, 张靖 2013 光学学报 **33** 0714001]
- [23] Appel J, MacRae A, Lvovsky A I 2009 *Meas. Sci. Technol.* **20** 055302
- [24] Hockel D, Scholz M, Benson O 2009 *Appl. Phys. B* **94** 429
- [25] Marino A M, Stroud Jr C R 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 013104
- [26] Cacciapuoti L, Angelis M D, Prevedelli M, Stuhler J, Tino G M 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 053111
- [27] Wang X L, Tao T J, Cheng B, Wu B, Xu Y F, Wang Z Y, Lin Q 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 084214
- [28] Ricci L, Weidemüller M, Esslinger T, Hemmerich A, Zimmermann C, Vuletic V, König W, Hansch T W 1995 *Opt. Commun.* **117** 541
- [29] Cheng F Y, Meng Z M, Zhang J 2012 *J. Shanxi Univ.* **35** 79 (in Chinese) [程峰钰, 孟增明, 张靖 2012 山西大学学报 **35** 79]
- [30] Chai S J, Wang P J, Fu Z K, Huang L H, Zhang J 2012 *Acta Sin. Quantum Opt.* **18** 171 (in Chinese) [柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖 2012 量子光学学报 **18** 171]
- [31] Huang L H, Wang P J, Fu Z K, Zhang J 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0727002 (in Chinese) [黄良辉, 王鹏军, 付正坤, 张靖 2014 光学学报 **34** 0727002]

Raman coupling in atomic Bose-Einstein condensed with phase-locked laser system*

Meng Zeng-Ming¹⁾²⁾ Huang Liang-Hui¹⁾²⁾ Peng Peng¹⁾²⁾ Chen Liang-Chao¹⁾²⁾
 Fan Hao¹⁾²⁾ Wang Peng-Jun¹⁾²⁾ Zhang Jing^{1)†}

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 19 August 2015; revised manuscript received 25 September 2015)

Abstract

We present a simple, versatile and reliable phase-locked laser system. The system consists of an external cavity diode laser, Ti: Sapphire laser, fast detector, phase frequency detector (PFD) and loop filters. The beat signal of the laser is detected with a detector. From the PFD, we can obtain an error signal. The loop filter converts the output of the PFD into a control voltage and thus drives piezoelectric ceramic transducer (PZT) and current of diode laser. After locking, the bandwidth of the beat signal is reduced from MHz to Hz. So the line-width of the diode laser is almost close to that of Ti: Sapphire laser. The locking range is from sub-MHz to 10 GHz. So it is used for the ground hyperfine state transition of ⁸⁷Rb. Through the use of the phase-locked loop system, we can drive the transition of ⁸⁷Rb atoms between two ground hyperfine states $F = 2$ and 1. The system is used to demonstrate Raman transition between two states through changing the detuning of the beat signal. From this, we can obtain Rabi frequency $\Omega = 10$ kHz. So, this system can be used to induce an effective vector gauge potential for ⁸⁷Rb Bose-Einstein condensed and realize the spin-orbit coupling.

Keywords: optical phase-locked loop, beat frequency, Raman coupling, spin-orbit coupling

PACS: 32.80.Qk, 85.30.De, 85.90.+h

DOI: [10.7498/aps.64.243202](https://doi.org/10.7498/aps.64.243202)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB921601), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11234008, 11222430), the Co-foundation of the National Natural Science Foundation of China and the Research Grants Council of Hongkong, China (Grant No. 11361161002), and the Program for Sanjin Scholars of Shanxi Province, China.

† Corresponding author. E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn; jzhang74@yahoo.com