

doi:10.3788/gzxb20174611.1106001

宽频调谐的光纤耦合声光调制系统

陈江^{1,2,3}, 阮军^{1,2}, 刘丹丹^{1,2,3}, 王心亮^{1,2,3}, 王鑫^{1,2}, 张首刚^{1,2}

(1 中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

(2 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

(3 中国科学院大学, 北京 100039)

摘 要:采用双次通过声光调制器和“猫眼”结构,消除频率调制带来的光路偏转并增大激光频率的调谐范围,使用射频驱动功率反馈调节法实现了激光功率的稳定.理论计算和实验验证表明,选择焦距为 40 mm 透镜方案,激光频率调谐在 160 MHz 时,系统整体光纤耦合效率达到了 56.8%.在保证系统光利用率大于 15% 时,系统的有效频率调谐范围为 100 MHz.通过功率稳定系统,在频率调谐 60 MHz 的变化范围内,输出光功率波动控制在 $\pm 0.07\%$ 以内并能保持长期稳定工作.

关键词:声光调制;光纤耦合;耦合效率;频率调谐;功率稳定

中图分类号:O431.2; TN249

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2017)11-1106001-7

Fiber-Coupled Acousto-Optic Modulator System with Wide Frequency Tuning

CHEN Jiang^{1,2,3}, RUAN Jun^{1,2}, LIU Dan-dan^{1,2,3}, WANG Xin-liang^{1,2,3},

WANG Xin^{1,2}, ZHANG Shou-gang^{1,2}

(1 National Time Service Center, Chinese Academy of Science, Xi'an 710600, China)

(2 Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, Chinese Academy of Science, Xi'an 710600, China)

(3 University of Chinese Academy of Science, Bei Jing 100039, China)

Abstract: The system adopts the scheme of double pass acousto-optic modulator configuration and "cat's eye" structure, which eliminates the optical path deflection caused by frequency modulation and increases the tuning range of the laser frequency. Meanwhile, for the purpose of reducing the power fluctuations, we have constituted a feedback loop by using the method of radio frequency drive power. Through the theoretical calculation and experimental verification, the system chooses the lens with the focal length of 40 mm. When the laser frequency is tuned at 160 MHz, the overall fiber coupling efficiency is 56.8%. To ensure that the overall system utilization of laser is greater than 15%, the system's effective frequency tuning range of 100 MHz. Through the power stabilization system, we have achieved the stability of $\pm 0.07\%$ with the frequency tuning range of 60 MHz and can maintain long-term stable operation.

Key words: Acousto-optic modulator; Fiber coupling; Coupling efficiency; Frequency tuning; Power stabilization

OCIS Codes: 060.2630; 060.2430; 140.3325; 050.1940

0 引言

激光冷却原子技术及其在科学技术中的应用是近年来发展十分迅速的领域,它是利用激光和原子的相互作用降低原子运动速度以获得超低温原子的高新技术^[1].激光冷却原子技术在原子光学^[2]、原子钟^[3]、光

基金项目:国家自然科学基金(Nos.61127901,11603031)资助

第一作者:陈江(1986—),男,博士研究生,主要研究方向为铯原子喷泉钟及空间时频技术. Email: chenjiang@ntsc.ac.cn

导师(通讯作者):张首刚(1966—),男,研究员,博士,主要研究方向为量子频标. Email: szhang@ntsc.ac.cn

收稿日期:2017-04-09;录用日期:2017-07-18

<http://www.photon.ac.cn>

学晶格^[4]等基础研究领域中应用广泛.利用超冷原子研制的高稳定性和准确度的原子钟可以在更高精度上测量引力红移^[5]、原子结构常数变化^[6]以及光的各向异性^[7]等.原子干涉仪为引力波探测^[8]提供了新的可能.同时激光冷却原子也是实现玻色-爱因斯坦凝聚^[9]必不可少的深度冷却过程.

在激光冷却原子实验中,为了获得超低温度的原子或者是实现激光对原子的操控(如原子喷泉的实现),通常在原子冷却周期结束时,需要大幅改变激光的频率失谐.在实验室通常是使用声光调制器(Acousto-Optical Modulation, AOM)来完成激光的频率的控制^[10].在调谐激光频率的同时由于布喇格衍射会导致激光的出射角变化,直接影响 AOM 后续光路的排列状态.当需要将空间激光耦合进单模保偏光纤使用时,布喇格衍射角的变化直接影响光纤的耦合效率,使得光纤耦合效率降低的同时导致出射光功率随调谐频率发生波动.

本文采用激光两次通过 AOM 的方案消除因频率调谐带来的光路偏转.在光路中设置透镜构成“猫眼”结构,在“猫眼”效应作用下,提高了系统整体光纤耦合效率并增大了激光的频率调谐范围.使用该方法实现了出射激光功率的稳定控制.

1 系统构成及工作原理

1.1 系统概述

宽频调谐光纤耦合声光调制系统结构如图 1.该系统由宽频调谐光纤耦合模块和功率稳定控制模块两部分构成.宽频调谐光纤耦合模块主要完成激光频率的调谐,并通过单模保偏光纤输出使用.功率稳定控制模块是将激光光信号转换成电信号后进入反馈控制模块,反馈模块通过电压信号计算出控制信号,并将控制信号加在 AOM 上实现功率稳定调制.实验中使用的激光波长为 852 nm.

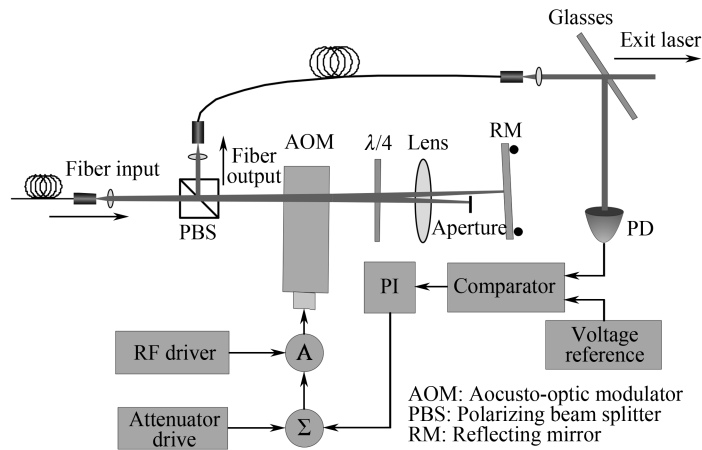


图 1 激光频率调制和功率稳定系统结构

Fig.1 Structure of laser frequency modulation and power stabilization system

1.2 宽频调谐光纤耦合模块

AOM 在实现激光频率调制过程中,最主要问题是由于频率调制带来的衍射时布喇格角的变化,本文采用两次通过 AOM 的光路进行角度偏移补偿,原理如图 2.声光调制器内部为一声光介质,当在换能器上外加一个高频振荡,从换能器产生的超声波就会进入声光介质从而在介质内产生周期性的应变场.声光介质的

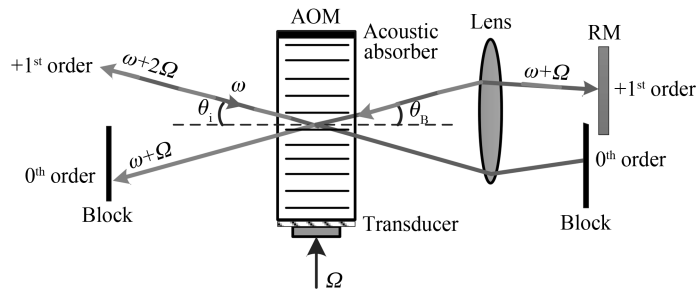


图 2 两次通过 AOM 角度偏移补偿原理

Fig.2 The principle of eliminate changes in beam double-passing AOM

折射率就会发生周期性的变化,形成超声光栅.光通过该光栅时就会发生衍射.衍射光的分布与入射光的角度有关,当入射角达到某一特征值时 θ_i ,声光的相互作用最大,此时一级衍射光的强度达到最大(0级光永久存在),其它衍射光则消失,这就称为布喇格衍射, θ_B 称为布喇格角.布喇格角满足

$$\theta_i = \theta_B, \sin \theta_B = \lambda / 2\Lambda \quad (1)$$

式中, θ_B 为衍射光与超声波面的夹角, λ 为入射光波长, $\Lambda = v/\xi$ 为超声波长, ξ 为声光调制器的振荡频率, v 为超声波在介质中的传播速度.当改变声光调制器的振荡频率 f ,即可改变出射光的衍射方向.此时,衍射光与反射镜的夹角产生变化,从而使光无法完全反射回声光调制器进行二次调制.而通过聚焦透镜与反射镜组合的形式可以构成“猫眼”结构,从而形成“猫眼效应”使反射光在衍射角改变的情况下完全反射回声光调制器.“猫眼效应”的物理模型如图3.

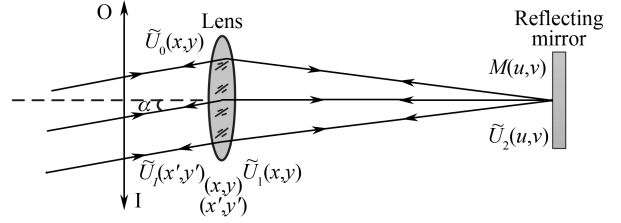


图3 猫眼结构的物理模型

Fig.3 The physical model of cat's eye structure

图3中的透镜为“猫眼”系统的入瞳,反射镜位于透镜的焦平面.从傅里叶变化角度出发,设图中O为物平面、M为反射平面、I为象平面.在激光斜入射条件下,设入射光与激光器系统光轴夹角为 α ,入射面上的振幅分布为

$$\tilde{U}_0(x, y) = A_0 \tilde{t}_0(x, y) \exp[ik(\sin \alpha_{10}x + \sin \alpha_{20}y)] \quad (2)$$

在像平面I上复振幅分布 $\tilde{U}_1 = (x', y')$ 可以认为经历两次夫琅和费衍射,复振幅度的变换为傅里叶变换,因此有

$$\tilde{U}_1(x', y') = \mathcal{F}_2[\tilde{U}_T(u, v)], \tilde{U}_T(u, v) = \mathcal{F}_1[\tilde{U}_0(x, y)] \quad (3)$$

将式(2)代入式(3),可得

$$\tilde{U}_T(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} A_0 \rho \tilde{t}_0(x, y) \exp\left\{\frac{-ik}{f}[x(u - f \sin \alpha_{10}) + y(v - f \sin \alpha_{20})]\right\} dx dy \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tilde{U}_T(x', y') &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}_T(u, v) \exp\left[\frac{-ik}{f}(ux' + vy')\right] du dv = \rho A_0 \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{t}_0(x, y) \cdot \\ &\exp\left[\frac{-ik}{f}(xf \sin \alpha_{10} + yf \sin \alpha_{20})\right] \delta(x + x') \delta(y + y') dx dy = \rho A_0 \tilde{t}_0(-x, -y) \cdot \\ &\exp\left[\frac{-ik}{f}(xf \sin \alpha_{10} + yf \sin \alpha_{20})\right] = \rho \tilde{U}_1(-x, -y) \end{aligned} \quad (5)$$

式中, f 为聚焦透镜焦距, $\sin \alpha_{10}$, $\sin \alpha_{20}$ 为倾斜因子.通过式(5)可以说明入射光与返回光一致,即反射光沿原光路返回.由此可知:当声光调制器频率发生改变时,衍射光以任意角度入射至“猫眼”结构时,反射光都会严格的按照原光路返回.当返回的衍射光再次通过AOM时,反射光的入射角与布喇格角相同,满足布喇格衍射条件.所以,反射回的一级衍射光第二次通过AOM进行相同频率的调制时产生的衍射光会和入射光重叠.因此,偏离的衍射光在第二次通过AOM调制时被补偿,从而使系统性能不会受到AOM频率调制带来的光路偏折的影响.

在宽频调谐光纤耦合系统中实现较高的空间-光纤耦合效率是实现高性能系统的前提.对于基模的高斯光束,其与光纤耦合效率的计算表达式为^[11]

$$T = \frac{\left(\int_s |\psi_0 \psi_1^*|^2 ds\right)^2}{\int_s |\psi_0|^2 ds \int_s |\psi_1|^2 ds} \quad (6)$$

式中, $\psi_0 = \exp\left(\frac{x^2}{\omega_0^2}\right)$ 和 $\psi_1 = \exp\left(\frac{x^2}{\omega_1^2} - i \frac{kx^2}{2R_1}\right)$ 分别表示光纤出射端光场和入射端光场的复振幅.代入式(6)中计算可得

$$Y = 4 \left/ \omega_0 \omega_1 \sqrt{R_1^2 + 4(\omega_0^2 + \omega_1^2)^2 / (\omega_0^4 + \omega_1^4)} \right. \quad (7)$$

式中, $\omega_0 = 0.45 \text{ mm}$ 为光纤出射端光束的束腰半径, ω_1 为入射端光束的束腰半径, $k = 2\pi/\lambda$ ($\lambda = 852 \text{ nm}$) 为入射光波矢, R_1 为入射光束的高斯曲率半径.

图 4 为光纤-光纤的传输矩阵模型, 利用 ABCD 法则计算该模型传输过程^[12]. 其中, $f_0 = 2.5 \text{ mm}$, $f_2 = 7.5 \text{ mm}$, f_1 为“猫眼”透镜焦距. 对高斯光束的复参数 q 使用 ABCD 矩阵, 可得^[11]

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (8)$$

式中, q_1 为入射平面的复参数, q_2 为出射平面的复参数. 计算不同焦距透镜的 ABCD 矩阵, 代入式(8), 得到不同的 ω_1 和 R_1 的值并代入式(7), 计算在传输模型中设置不同焦距透镜时光纤的耦合效率, 见表 1.

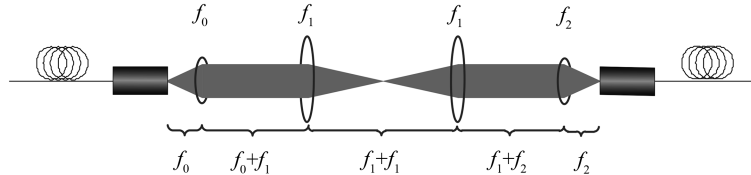


图 4 光纤-光纤的传输矩阵模型
Fig.4 Fiber to fiber optical transmission matrix model

表 1 不同焦距“猫眼”透镜计算的耦合效率

Table 1 Different focal length lenses calculate coupling efficiency

No	Focal Length (f_1)/mm	Coupling Efficiency/%
1	20	59.4
2	30	61.3
3	40	65.3
4	60	60.2
5	75	57.9
6	100	54.8

由表 1 可知, 在光纤输出耦合透镜焦距确定的情况下, 采用 $f_1 = 40 \text{ mm}$ 透镜系统整体耦合效率最佳.

1.3 功率稳定控制模块

采用双次通过 AOM 耦合方案可以大幅提高光纤耦合系统的调谐范围. 但是, 衍射光强度依然随调谐频率变化而波动. 为了稳定激光功率, 利用衍射效率与频率功率相关的特点, 开发了一套功率稳定伺服控制环路, 结构见图 5. 从光纤耦合器出射的激光通过一片白玻璃片分成两部分, 一部分透射后供所需系统使用; 另一小部分进入探测器将激光信号转换为输入电压信号, 输入电压信号和基准电压经过比较器得到相减后的电压, 通过调节可调电阻(P)和电容(I)得到误差电压信号, 将该信号反馈给声光调制器的压控衰减器, 从而

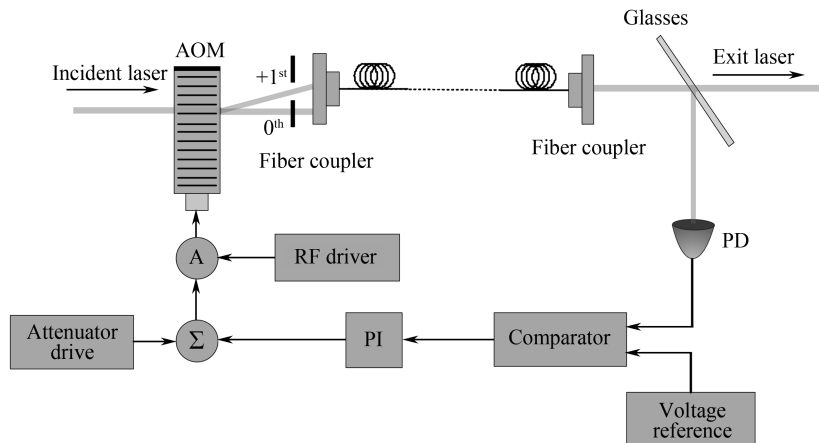


图 5 激光功率稳定控制模块原理
Fig.5 Laser power stability control module schematic diagram

实现+1级光功率稳定.该系统采用增量式PID作为反馈控制算法,与传统PID控制器相比,增量式PID控制器具有抗干扰能力强,计算简单,不易造成误差叠加等优点^[13].

2 实验结果与分析

2.1 实验装置

图6为宽频调谐的光纤耦合声光调制系统的实验装置.激光通过单模保偏光纤引入系统.光纤耦合器内包含一个焦距为2.5 mm的透镜,通过准直,使得出射光的腰斑直径为0.43 mm,发散角为0.25 mrad.准直光通过偏振分光棱镜进入AOM当中,实验中所使用的AOM为法国A.A公司生产,其型号为MT80-A1.5-IR,中心频率为80 MHz,带宽为40 MHz.该AOM在标称带宽内的一级衍射效率最高可以达到95%.从AOM出射的+1衍射光通过 $\lambda/4$ 波片后经透镜汇聚,将激光汇聚到 0° 全反射镜上.透镜与全反镜构成“猫眼”结构以保证反射光严格沿入射光方向返回.经 0° 全反镜反射的光束第二次通过AOM再次进行频率调谐,与单次通过AOM相比激光的调谐频率增加了一倍.调整 $\lambda/4$ 波片使反射光的线偏振方向与入射光的线偏振方向垂直,最后通过偏振分光棱镜分光耦合进单模光纤出射.透镜和反射镜间设置有一个光阑将从AOM中出射的其它能级的衍射光滤除.

2.2 光纤耦合效率的测量

本文所研制的声光调制系统在实验室主要为铯原子喷泉钟使用.由一台高功率激光器提供操纵原子所需全部激光,激光器输出功率约1 000 mW.喷泉钟所需要的总光功率约150 mW,因此需要声光调制系统的整体光纤耦合效率大于15%.实验中研究了不同焦距的透镜对整体系统光纤耦合效率的影响,测得单次通过AOM的衍射效率可达90%,但是频率调制范围仅有45 MHz,无法满足原子冷却对激光频率大失谐的要求.图7为在双次通过AOM时,不同焦距透镜对系统整体耦合效率和频率调制范围影响的实验结果.系统整体耦合效率是指系统光纤出射端功率值与系统入射端功率值的比值.当在激光频率调谐为160 MHz,光路中未设置“猫眼”透镜时,系统整体的光纤耦合效率为40%.在保证系统光利用率大于15%时,AOM频率调谐范围仅为10 MHz,这是由于当激光频率调制改变时,激光束的衍射角发生变化,从而使其偏离原有的耦合光路,会造成较大光功率损失.在光路中设置透镜后,系统耦合效率随着透镜焦距的减小而提高,同时AOM的频率调谐范围也随着透镜焦距的减少而增大.当使用焦距为100 mm的透镜时,整个系统耦合效率跟未设置透镜时效率基本一致,但透镜还是增大了AOM频率调谐范围.

从实验结果分析可知,实验测量得到的耦合效率与表1中理论计算得到的整体系统光纤耦合效率趋势一致.理论计算比实验结果高是因为在理论计算时只考虑了激光通过透镜的过程,而没有考虑其它光学器件对激光功率的损耗.由理论计算分析可知,透镜的焦距为40 mm时系统的整体耦合效率最大.因此,系统最终采用焦距为40 mm的透镜的方案,当激光频率调谐为160 MHz时,系统整体耦合效率达到了56.8%.在保证系统光利用率大于15%时,系统有效调谐范围达到了100 MHz.与未设置“猫眼”透镜的系统相比,其有效调谐范围提高了约10倍,最大耦合效率提高了42%.

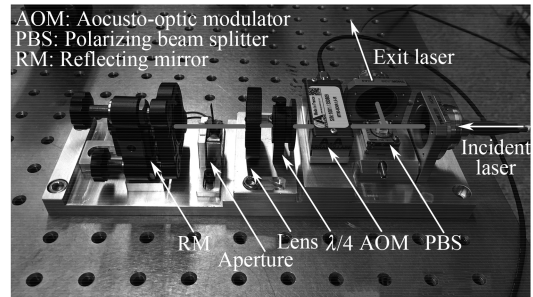


图6 光纤耦合声光调制系统实验装置
Fig. 6 Experimental device of fiber-coupled acousto-optic modulator system

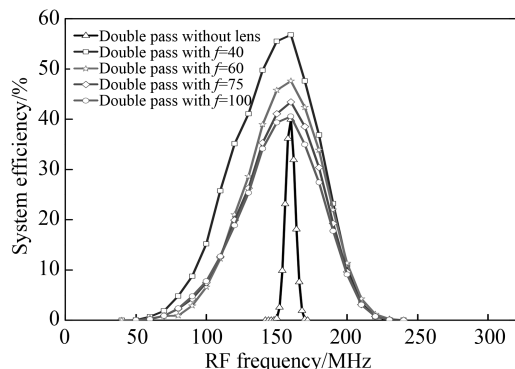


图7 不同焦距透镜对系统光纤耦合效率和频率调制范围的影响
Fig. 7 Influence of different focal length lenses on frequency tuning range and laser utilization efficiency

2.3 扫频功率稳定的测量

实验中探测激光功率波动的探测器为 Hamamatsu 公司生产, 型号为 S5973. 图 8 是 AOM 在扫频时出射光功率稳定的结果. 图 8(a) 虚线为 AOM 扫频 7 个周期时的功率稳定结果, 图 8(a) 虚线为 AOM 扫频信号, 右侧纵坐标轴表示 AOM 频率的变化量, 实验中设定扫描的激光频率范围为 127.8 MHz 到 187.8 MHz, 扫描周期为 60 s. 由图 8(a) 可知, 在没有进行激光功率稳定前, 激光功率会随着频率的变化发生改变, 当激光频率从最小频率扫描到设定的工作频率时, 其输出功率也从小到最大, 继续增加扫描频率后其功率下降至最低, 最终在频率扫描范围内输出的激光功率波动范围为 $\pm 27\%$. 而增加功率稳定控制之后, 在同样的扫频范围内, 激光的功率波动范围控制在 $\pm 0.02\%$ 以内. 结果表明, 系统在频率调制 60 MHz 范围内, 通过功率稳定系统可以使出射光功率稳定在较高水平. 当频率调制范围超过该范围, 系统的功率稳定效果会降低. 图 8(b) 中所示为 4.5 h 时测量的实验结果, 激光器长期工作会由于电流的波动造成其功率波动. 因此处于长期扫频工作状态下, 激光功率波动增加到 $\pm 32\%$. 增加功率稳定控制后, 其长期功率稳定仍维持在 $\pm 0.07\%$ 以内. 该结果表明, 系统的功率稳定模块可以长期稳定工作, 以适应不同实验需求.

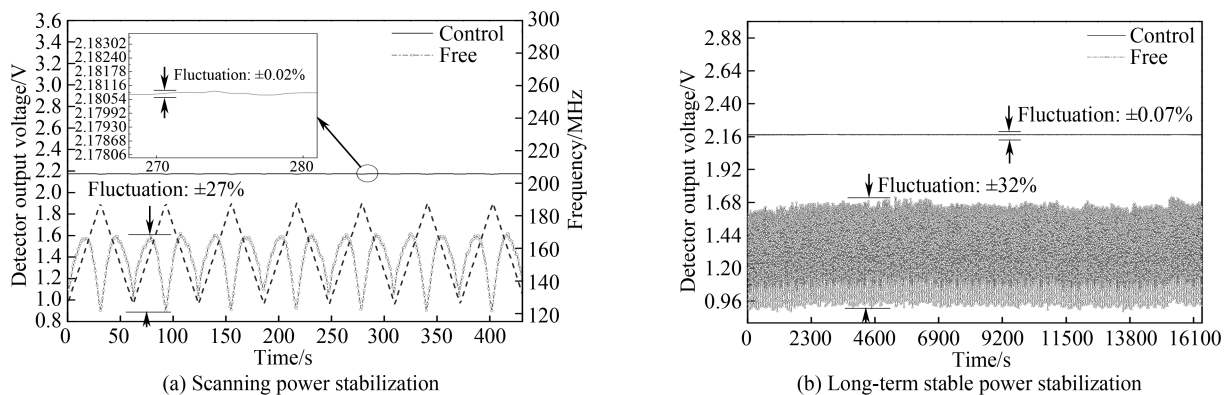


图 8 激光功率稳定结果

Fig.8 Frequency stability of laser power

3 结论

介绍了一种宽频调谐的光纤耦合声光调制系统. 该系统采用双次通过 AOM 光路设置的方案, 增加了激光频率调谐范围, 补偿了由于频率调制造成的光线偏转. “猫眼”结构提高了整体系统光纤耦合效率. 最终采用 40 mm 的透镜方案, 在激光频率调制在 160 MHz 时, 系统整体的光纤耦合效率达到了 56.8%. 在保证系统光利用率大于 15% 时, 系统的频率调谐范围达到了 100 MHz. 在相同调制频率条件下, 与未设置“猫眼”透镜的系统的相比, 其有效调谐范围提高了 10 倍, 最大耦合效率提高了 42%. 功率稳定模块可以大幅度提高激光频率调制过程中激光功率的稳定性. 实现了在 60 MHz 频率调制范围内, 出射光功率的稳定性优于 $\pm 0.07\%$, 且长期功率稳定性保持不变.

参考文献

- [1] ADAMS C S, RIIS E. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 1997, **21**(1): 1-79.
- [2] PRITCHARD D E, CRONIN A D, GUPTA S, *et al.* Atom optics: old ideas, current technology, and new results[J]. *Annalen der Physik*, 2001, **10**(1): 35-54.
- [3] ZHANG S. Déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir dans une fontain atomique à césium et amélioration des performances de l'horloge[D]. Paris: Université de Paris VI, 2004.
- [4] HINKLEY N, SHERMAN J A, PHILLIPS N B, *et al.* An atomic clock with 10⁻¹⁸ instability[J]. *Science*, 2013, **341**(6151): 1215-8.
- [5] VESSOT R F C, LEVIN M W, MATTISON E M, *et al.* Test of relativistic gravitation with a space-borne hydrogen maser[J]. *Physical Review Letters*, 1981, **45**(26): 2081-2084.
- [6] PRESTAGE J D, TJOELKER R L, MALEKJ L. Atomic clocks and variation of the fine structure constant[J]. *Physical Review Letters*, 1995, **74**(18): 3511-3514.
- [7] VESSOT R F C. Gravitation and relativity experiments using atomic clocks[J]. *Journal de Physique*, 1981, **42**(10): 359-372.

- [8] WANG J. Precision measurement with atom interferometry[J]. *Chinese Physics B*, 2015, **24**(5): 93-102.
- [9] BAGNATO V V, KLEPPNER D. Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps[J]. *Physical Review A*, 1991, **44**(11): 7439-7441.
- [10] DONLEY E A, HEAVNER T P, LEVI F, *et al.* Double-pass acousto-optic modulator system[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2005, **76**: 063112.
- [11] WAGNER H R E, TOMLINSON W J. Coupling efficiency of optics in single-mode fiber componets[J]. *Applied Optics*, 1982, **21**(15): 2671-2688.
- [12] KOGELNIK H and LI T. Laser beams and resonators[J]. *Applied Optics*, 1966, **5**(10): 1550-1567.
- [13] 胡寿松. 自动控制原理[M]. 北京:科学出版社,2001.