

基于自动扫描光栅单色仪的光学腔色散测量

丁璐^{1,2**}, 项晓^{1,2}, 侯飞雁^{1,2}, 权润爱^{1,2}, 董瑞芳^{1,2*}, 刘涛^{1,2}, 张晓斐^{1,2}, 张首刚^{1,2}

¹中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室, 陕西 西安 710600;

²中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049

摘要 通过引入自动扫描光栅单色仪, 实现了快速色散测量, 极大程度地降低了载波包络偏频慢漂对测量准确度的影响, 降低了测量复杂度, 提高了色散测量精度。以 815 nm 钛宝石锁模激光器作为光源, 以自建的八镜光学腔作为参考, 对厚度约为 6.35 mm 的熔融石英窗片的群延迟色散(GDD)进行了测量, 结果与 Sellmeier 方程给出的理论值相差 1.2 fs², 不准确度仅为 0.5%。测得八镜光学腔在常温常压状态下的 GDD 为 28.8 fs², 比理论值低约 12 fs², 原因可归结为 8 片腔镜镀膜的不均匀性。

关键词 测量; 光学腔; 群延迟色散(GDD); 自动扫描光栅单色仪; 载波包络偏频

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0904004

Dispersion Measurement of Optical Cavity Based on Automatically Scanning Grating Monochromator

Ding Lu^{1,2**}, Xiang Xiao^{1,2}, Hou Feiyan^{1,2}, Quan Run'ai^{1,2},
Dong Ruifang^{1,2*}, Liu Tao^{1,2}, Zhang Xiaofei^{1,2}, Zhang Shougang^{1,2}

¹Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710600, China;

²School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract With the introduction of an automatically scanning grating monochromator, the rapid measurement of dispersion is realized, which greatly reduces the influence of the slow drift of carrier envelope offset frequency on the measurement accuracy, reduces the experimental complexity, and improves the dispersion measurement accuracy. In the experiment, the 815 nm Ti:sapphire mode-locked laser is used as the light source and a home-made eight-mirror ring cavity is taken as a reference, the group delay dispersion (GDD) of a piece of 6.35 mm-thick fused silica plate is measured and the difference between the results and that from the theoretical value derived from the equation of Sellmeier is 1.2 fs² with an only uncertainty of 0.5%. The GDD of the eight-mirror ring cavity under normal temperature and pressure condition is 28.8 fs², smaller by 12 fs² than the theoretical value, which is attributed to the coating inhomogeneity of the eight cavity mirrors.

Key words measurement; optical cavity; group delay dispersion (GDD); automatically scanning grating monochromator; carrier envelope offset frequency

OCIS codes 120.4140; 140.4780; 260.2030

1 引 言

光学腔基于腔内光束干涉原理, 可用于增大腔内激光能量密度、压窄激光线宽和过滤激光噪声, 在

非线性过程^[1-3]、激光稳频^[4-5]、量子光学^[6-8]等领域有着非常重要的应用。随着锁模激光技术的发展, 得益于飞秒激光的宽频谱、高峰值功率等特点, 将飞秒激光与光学腔结合的飞秒激光共振增强技术^[9-10]

收稿日期: 2018-04-03; 修回日期: 2018-04-21; 录用日期: 2018-05-07

基金项目: 国家自然科学基金(91336108, 11273024, 91636101, Y133ZK1101)、国家自然科学基金青年科学基金(11403031)、中国科学院前沿科学重点研究项目(QYZDB-SSWSLH007)、中国科学院科研装备研制项目、中组部“青年拔尖人才支持计划”项目(组厅字[2013]33号)

* E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn; ** E-mail: dlনারuto0@163.com

应运而生。Jones 等^[11-12]在实验中使用高精细度的光学腔放大了腔内光脉冲功率,放大数百倍后的脉冲与稀有气体相互作用,产生了重复频率约为 100 MHz 的深紫外波段的高次谐波。为了获得高的功率增强倍数,输入光脉冲的梳齿模式需要与光学腔的模式完全匹配。值得注意的是,空气、腔镜镀膜等的色散会引起腔模间距的不均匀,该不均匀间距与输入光脉冲等距的梳齿模式之间发生错位,大大限制了共振增强的带宽^[13]。由此可见,对光学腔内色散进行有效控制是非常必要的,而对色散的精确测量是实现色散控制的前提。

利用飞秒激光作为光源测量光学腔色散的方法被广泛研究。Pupeza 等^[14]将入射的飞秒激光与经过光学腔的透射光进行干涉,通过分析干涉图样获得了光学腔的色散,该方法需要锁定飞秒激光脉冲的重复频率并搭建入射光和透射光的干涉光路。Ruktowski 等^[15]将飞秒激光和一束连续激光同时注入光学腔,在不断改变飞秒激光脉冲重复频率的条件下,使用傅里叶变换光谱仪测量透射光谱,分析得到了光学腔的色散,该方法不仅需要同时锁定飞秒激光的重复频率和载波包络偏频,还需要实现光学腔腔长的锁定。上述两种方法的实验系统复杂,不利于应用。Hammond 等^[16]基于不同波长的激光在光学腔内共振时对应的共振腔长不同的原理,提出了一种简单的色散测量方法,该方法不需要对光学腔的腔长进行锁定,简化了实验装置;但是该方法的测量时间较长,为保证测量精度,仍需要对飞秒激光的重复频率和载波包络偏频进行锁定。对光学腔中插入的特定光学镜片进行群延迟色散(GDD)测量,获得的测量精度优于 5%。

本文在 Hammond 等^[16]提出的色散测量方法基础上进行优化改进,通过引入自动扫描光栅单色仪,实现了光学腔的快速色散测量。利用一台中心波长为 815 nm、脉冲宽度约为 100 fs 的商用钛宝石锁模激光器作为光源,以实验室自行搭建的八镜光学腔^[17]作为参考,首先测量了一片厚度约为 6.35 mm 的熔融石英窗片的 GDD,结果与 Sellmeier 方程^[18-19]给出的理论值相差 1.2 fs²,测量误差仅为 0.5%。该误差经分析可归结为实验所用的飞秒脉冲激光的光谱带宽较窄(约为 7 nm)。光谱两翼信号的测量信噪比较低,峰值拟合时引入误差,导致色散拟合误差。通过分析载波包络偏频漂移对色散测量的影响可知,实验系统引入的自动扫描单色仪可极大程度地降低载波包络偏频慢漂对实验结果准确

度的影响,故测量过程中不再需要载波包络偏频锁定,大大降低了实验复杂度。测量给出了八镜光学腔在常温常压状态下的 GDD,为 28.8 fs²。扣除光学腔内空气色散的贡献后,由 8 片腔镜引入的色散较厂家提供的镜片镀膜色散标称值低 12 fs²,该不准确度可主要归结为 8 片腔镜镀膜的不均匀性。

2 理 论

Hammond 等^[16]提出的色散测量方法的核心思想是:由于色散效应会导致不同光频在光学腔内共振时对应不同的腔长,通过测量光与参考光的共振腔长(相位)差的关系可以得到光学腔的 GDD。在共振状态下,角频率为 ω 的激光进入光学腔后循环一周所经历的相移为 2π 的整数倍,即

$$\Phi(\omega) + \frac{\omega}{c}L = 2\pi m, \quad (1)$$

式中 m 为整数, L 为光学腔的物理腔长, c 为真空中的光速, $\Phi(\omega)$ 为由腔镜镀膜和光路中的色散介质引入的相移。考虑两个不同光频,参考光(频率为 ω_{ref})和测量光(频率为 ω)在共振时对应的腔长差 $\Delta d(\omega)$ 为

$$\Delta d(\omega) = d_{\text{ref}} - d = 2\pi c \left(\frac{m_{\text{ref}}}{\omega_{\text{ref}}} - \frac{q}{\omega} \right) + c \left[\frac{\Phi(\omega)}{\omega} - \frac{\Phi(\omega_{\text{ref}})}{\omega_{\text{ref}}} \right], \quad (2)$$

式中 m_{ref} 和 q 为整数, d_{ref} 和 d 分别为参考光和测量光共振时对应的腔长。当飞秒脉冲激光耦合进光学腔时,飞秒脉冲激光的频率由脉冲的重复频率(ω_{rep})、载波包络偏频(ω_0)及模式数(q' 和 m'_{ref})决定,即

$$\begin{cases} \omega = \omega_{\text{rep}}q' + \omega_0 \\ \omega_{\text{ref}} = \omega_{\text{rep}}m'_{\text{ref}} + \omega_0 \end{cases} \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式得到

$$\Delta d(\omega) = \frac{2\pi c}{\omega_{\text{ref}}\omega} [\omega_0(m_{\text{ref}} - q) + \omega_{\text{rep}}(m_{\text{ref}}q' - m'_{\text{ref}}q)] + c \left[\frac{\Phi(\omega)}{\omega} - \frac{\Phi(\omega_{\text{ref}})}{\omega_{\text{ref}}} \right]. \quad (4)$$

当光脉冲在腔内共振后相移为 0 且飞秒脉冲激光的载波包络偏频为 0 时, $\Delta d = 0$,故有 $m_{\text{ref}}q' - m'_{\text{ref}}q = 0$,因此(4)式可化简为

$$\Delta d(\omega) = 2\pi c \frac{\omega_0}{\omega_{\text{ref}}} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_{\text{ref}}} \right) + c \left[\frac{\Phi(\omega)}{\omega} - \frac{\Phi(\omega_{\text{ref}})}{\omega_{\text{ref}}} \right]. \quad (5)$$

GDD 为 $\Phi(\omega)$ 对频率 ω 求二阶导所得 (f_{GDD}), 即

$$f_{\text{GDD}} = \frac{d^2}{d\omega^2} \Phi(\omega) = \frac{d^2}{d\omega^2} \left[\frac{\omega}{c} \Delta d(\omega) \right]. \quad (6)$$

由(6)式可知, 通过测量不同频率的光在光学腔内共振时的腔长差, 再经过微分处理可得到光学腔的 GDD。

3 实验装置

基于上述理论分析, 设计搭建了一套利用自动扫描光栅单色仪测量光学腔色散的实验装置, 如图 1 所示, 其中红色实线代表光路部分, 黑色虚线代表电路部分, OS 代表光谱仪, OSC 代表示波器, PC 代

表计算机, PD1、PD2 和 PD3 为光电探测器, M1 为高反平面镜; M2、M3 和 M4 为 50:50 分光镜。实验所用光源为一台钛宝石锁模激光器, 中心波长为 815 nm, 频谱的半峰全宽(FWHM)约为 7 nm, 重复频率为 75 MHz。飞秒脉冲激光经过透镜组模式匹配后进入由 8 个低色散镀膜反射镜(均由德国 Layertec 公司提供)组成的环形光学腔, 其中输入、输出耦合镜的反射率为 99.75%, 其他 6 个镜子均为高反镜。为了保证飞秒脉冲激光的每一根梳齿均能与光学腔的模式匹配, 设置光学腔的腔长约为 4 m。经过高压放大后的三角波信号被加载到其中一片腔镜背面的压电陶瓷(PZT)上, 实现对腔长的线性扫描。

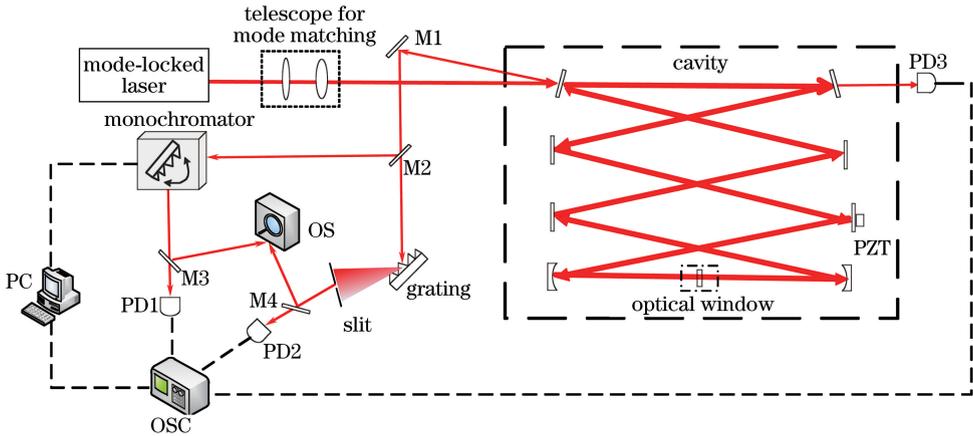


图 1 利用自动扫描光栅单色仪测量光学腔色散的实验装置图

Fig. 1 Schematic of experimental setup for measuring optical cavity dispersion based on automatically scanning gating monochromator

根据色散测量的理论分析, 要想获得腔内 GDD, 首先需要测量不同光频在光学腔内共振时的腔长差。为此, 使用 50:50 分光镜将光学腔的反射光分为两路, 一路经过光栅(1800 /mm)衍射后, 用光阑截取中心波长为 815.51 nm (FWHM 约为 1.5 nm) 的光谱成分作为参考光; 另一路则入射到自动扫描光栅单色仪中, 通过计算机软件控制单色仪的输出波长作为测量光。测量光和参考光分别被光电探测器 PD1、PD2 探测后显示在示波器上, 光电探测器 PD3 用于监视透射光信号。数据采集过程中光谱仪用于波长的测量与校准。实验中通过 Labview 程序自动控制单色仪的输出波长, 并对测量数据进行实时保存。根据脉冲的频谱宽度, 设置单色仪的起始波长为 808 nm, 终止波长为 822 nm, 扫描步长为 0.3 nm, 扫描速率为 500 nm/s。虽然完成一个步长(0.3 nm)的扫描仅需 0.6 ms, 但是为了避免光栅转动时振动对实验结果的影响, 设置了 1 s 的等待时间。另外, 示波器读取和存储数据的时间较长, 最终

完成单个波长处的数据采集时间约为 3 s, 完成全部测量仅需 150 s。若通过手动调节光阑位置来改变测量光波长, 则至少需要 1 h 才能完成实验。此外, 150 s 内激光器自由运转状态下重复频率的变化量小于 20 Hz, 相对于 75 MHz 的重复频率可忽略不计, 故在实验中不需要锁定重复频率^[16]。

4 实验结果与分析

图 2(a)、(b)所示分别为测量光波长为 808 nm 和 822 nm 时光学腔反射信号的中央条纹处(透射光信号最高峰处对应的反射峰)的细节情况, 可以看出, 当参考光波长和测量光波长不同时, 两路信号之间会产生时延, 且随着测量光波长的改变, 两路信号的时延不断变化。由于 PZT 的驱动信号为三角波, 因此腔长在一个上升沿(下降沿)内随时间线性变化, 即有 $\Delta d(\omega) = \lambda_{\text{ref}} \cdot [\Delta t(\omega) / R_{\text{fs}}]$, 其中 λ_{ref} 为参考光波长, R_{fs} 为参考光的自由光谱区大小, 将其代入(6)式即可求得 GDD。

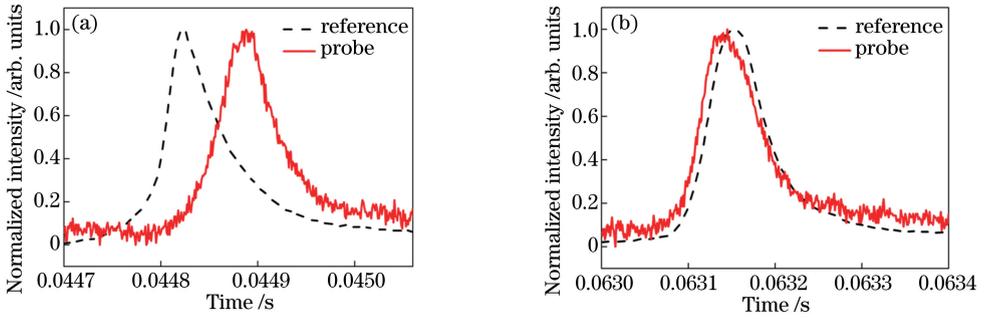


图 2 不同测量光波长下中央条纹处测量光和参考光细节图。(a) 808 nm;(b) 822 nm

Fig. 2 Detailed diagrams of probe beam and reference beam at central fringe under different measurement wavelengths.

(a) 808 nm; (b) 822 nm

在光学腔内加入一块厚度约为 6.35 mm 的熔融石英窗片,通过测量加入窗片前后的色散值之差即可得到窗片的色散。波长在 808~822 nm 范围内,两种情况下共振腔长差随波长变化的数据点及其多项式拟合曲线如图 3(a)所示。曲线经微分处理之后,得到窗片的 GDD 如图 3(b)中黑色实线所示,与通过 Sellmeier 方程得出的理论值(红色虚线)比较,二者最大差值为 1.2 fs²,对应的实验测量误差为 0.5%。分析误差来源主要有两个方面:1)光谱两翼(808~812 nm和 819~822 nm)反射光的信噪比较低,无法准确获得峰值信息,导致给出的共振腔长差波动较大,影响数据拟合精度;2)由(5)式可知,测量周期内

载波包络偏频的变化对光谱两翼处的共振腔长差有一定影响,也会影响得到的色散准确度。在激光器自由运转状态下长时间记录载波包络偏频(30 min),结果如图 4 中黑色实线所示。假定测量光波长与参考光波长差为 6 nm,根据(5)式可算出与载波包络偏频改变量相对应的共振腔长差的变化量,如图 4 中蓝色虚线所示。可以得到 150 s 内共振腔长差的变化量约为 0.08 nm,1800 s 内共振腔长差的变化量约为 0.3 nm,明显增大。若通过手动调节光阑位置来改变测量光波长^[16],则至少需要 1 h 才能完成实验。如图 4 所示,长期载波包络偏频的漂移随时间呈线性变化,可估算 1 h 内共振腔长差的变化量可达 0.6 nm。

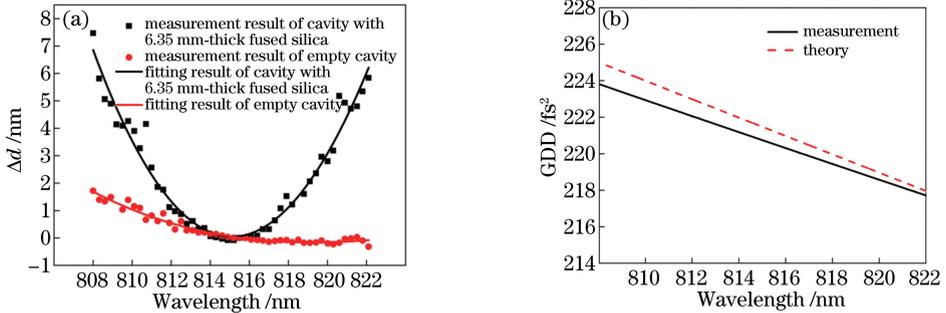


图 3 厚度为 6.35 mm 的熔融石英窗片的色散测量结果。(a)加窗片前后共振腔长的变化对比;

(b)窗片 GDD 理论与测量值的对比图

Fig. 3 Dispersion measurement results of 6.35 mm-thick fused silica plate. (a) Length change between resonance cavities with and without plate; (b) comparison between theoretical value and measurement value

为了更加直观地说明不同测量时间内载波包络偏频漂移对色散变化量的影响,以图 3(a)中红色实线表示的共振腔长差曲线为空腔状态下的参考值,分别以测量时间为 150,1800,3600 s 为例,给出了载波包络偏频漂移对固定测量光波长(测量光波长与参考光波长相差 6 nm)处色散的影响,见表 1。可以看出,引入自动扫描单色仪后,载波包络偏频慢漂对实验结果准确度的影响极大程度地降低了。故

表 1 不同测量周期内载波包络偏频漂移及其导致的色散变化量

Table 1 Carrier envelope offset frequency drifts and their induced GDD changes within different measurement periods

Measurement period /s	Δd /nm	GDD variation /fs ²
150	0.08	0.4013
1800	0.30	1.5050
3600	0.60 (Evaluated)	3.0099

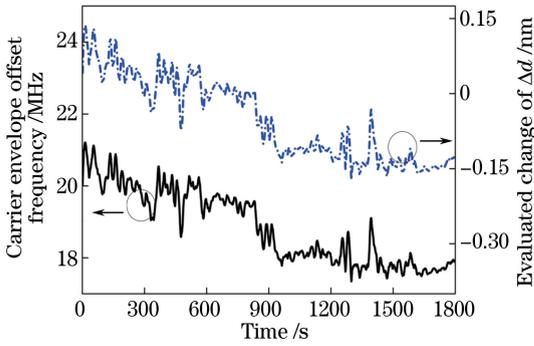


图 4 载波包络偏频和共振腔长差随时间的变化

Fig. 4 Carrier envelope offset frequency and resonance cavity length change versus time

测量过程中不再需要载波包络偏频锁定,大大降低了实验复杂度。

对空腔状态下共振腔长随波长的变化曲线进行分析,得到了该八镜环形光学腔的 GDD,如图 5 中黑色实线所示。理论值(如图 5 中红色虚线所示)包括镜片生产商 Layertec 公司提供的腔镜镀膜色散以及由 Sellmeier 方程确定的常温常压下的空气色散两部分。可以看出,实验测量曲线与理论曲线具有相同斜率,但是存在约 12 fs^2 的偏差。根据窗片测量结果,估算得到该实验方法对单片光学镜片的测量误差为 1.2 fs^2 ,故 8 片腔镜累计的色散测量误差约为 3.4 fs^2 。Layertec 公司提供的腔镜镀膜色散会因同一批次内镜片镀膜的不均匀性(通常小于 1%)而与真实值产生少量偏差,故 8 个镜片累计的偏差对理论值的准确性有较大影响。1%的镀膜差异会使 800 nm 附近的 GDD 曲线偏移 8 nm ,八镜腔所用镜片对应的理论值误差最大可达到 12 fs^2 。因此,光学腔的色散不准确度可主要归结为 8 片腔镜镀膜的不均匀性。

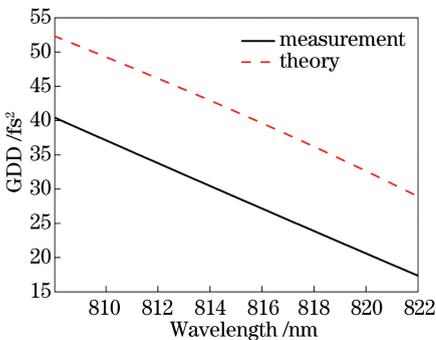


图 5 空腔情况下 GDD 理论值和测量值的对比图

Fig. 5 Comparison between theoretical value and measurement value when cavity is empty

5 结 论

在 Hammond 等^[16]提出的光学腔色散测量方法的基础上进行了优化,在测量光路中引入了自动扫描光栅单色仪,实现了实验数据的自动化测量和保存,大大提升了数据获取速率和测量准确度。以实验室自建的八镜光学腔为参考,对厚度约为 6.35 mm 的熔融石英窗片的色散进行了测量,测量结果与 Sellmeier 方程得出的理论值相比,不确定度为 1.2 fs^2 。引入单色仪系统后,在激光器自由运转状态下,载波包络偏频慢漂对实验结果准确度的影响极大程度地降低了,测量过程中无需锁定载波包络偏频。利用改进方法测量了该八镜光学腔的 GDD,通过实验分析发现,实验测量曲线与理论曲线的偏差主要来源于 8 个镜片的腔镜镀膜色散因同一批次内镀膜差异而累积的理论值偏差。

致 谢 感谢德国 Layertec 公司 Erik Buchholz 博士提供实验所用腔镜镀膜的色散参数及有关镀膜色散误差来源的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] Li H J, Zhang M, Li F Q. High-power single-frequency 461 nm generation from an intracavity doubling of Ti:sapphire laser with LBO[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(3): 0302003. 李慧娟, 张森, 李凤琴. 高功率单频 LBO 腔内倍频 461 nm 钛宝石激光器[J]. 中国激光, 2016, 43(3): 0302003.
- [2] Tsuchida H. Frequency doubling of tunable Ti:sapphire laser with KNbO_3 in external cavity[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1994, 33(11): 6190-6194.
- [3] Chernyshov A K, Chernyshova E A. Efficient second harmonic generation of a diode laser using ring cavity with a KNbO_3 crystal [J]. Physics of Wave Phenomena, 2011, 19(4): 244-250.
- [4] Bai J D, Wang J Y, He J, et al. Electronic sideband locking of a broadly tunable 318.6 nm ultraviolet laser to an ultra-stable optical cavity[J]. Journal of Optics, 2017, 19(4): 045501.
- [5] Notcutt M, Ma L S, Ludlow A D, et al. Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via hertz-line-width lasers [J]. Physical Review A, 2006, 73(3): 031804.
- [6] Chen Y L, Zhang J, Li Y M, et al. Reduction of intensity noise of single-frequency Nd:YVO₄ laser

- using mode cleaner [J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(3): 197-200.
- 陈艳丽, 张靖, 李永民, 等. 利用模清洁剂降低单频 Nd:YVO₄激光器的强度噪声 [J]. 中国激光, 2001, 28(3): 197-200.
- [7] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, *et al.* Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity [J]. Physical Review Letters, 1985, 55(22): 2409-2412.
- [8] Mundt A B, Kreuter A, Becher C, *et al.* Coupling a single atomic quantum bit to a high finesse optical cavity [J]. Physical Review Letters, 2002, 89(10): 103001.
- [9] Jones R J, Ye J. Femtosecond pulse amplification by coherent addition in a passive opticalcavity [J]. Optics Letters, 2002, 27(20): 1848-1850.
- [10] Jones R J, Ye J. High-repetition-rate coherent femtosecond pulse amplification with an external passive opticalcavity [J]. Optics Letters, 2004, 29(23): 2812-2814.
- [11] Jones R J, Moll K, Thorpe M, *et al.* Phase-coherent frequency combs in the vacuum ultraviolet via high-harmonic generation inside a femtosecond enhancement cavity [J]. Physical Review Letters, 2005, 94(19): 193201.
- [12] Gohle C, Udem T, Herrmann M, *et al.* A frequency comb in the extreme ultraviolet [J]. Nature, 2005, 436(7048): 234-237.
- [13] Han H N, Zhang J W, Zhang Q, *et al.* Theoretical and experimental study on femtosecond enhancement resonator [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(16): 164206.
- 韩海年, 张金伟, 张青, 等. 飞秒激光共振增强腔的理论与实验研究 [J]. 物理学报, 2012, 61(16): 164206.
- [14] Pupeza I, Gu X, Fill E, *et al.* Highly sensitive dispersion measurement of a high-power passive optical resonator using spatial-spectral interferometry [J]. Optics Express, 2010, 18(25): 26184-26195.
- [15] Rutkowski L, Johansson A C, Zhao G, *et al.* Sensitive and broadband measurement of dispersion in a cavity using a Fourier transform spectrometer with kHz resolution [J]. Optics Express, 2017, 25(18): 21711-21718.
- [16] Hammond T J, Mills A K, Jones D J. Simple method to determine dispersion of high-finesse optical cavities [J]. Optics Express, 2009, 17(11): 8998-9005.
- [17] Xiang X, Wang S F, Hou F Y, *et al.* A broadband passive cavity for analyzing and filtering the noise of a femtosecond laser [J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(13): 134203.
- 项晓, 王少锋, 侯飞雁, 等. 利用共振无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声的理论和实验研究 [J]. 物理学报, 2016, 65(13): 134203.
- [18] Sellmeier W. Zur Erklärung der abnormen farbenfolge im spectrum einiger substanzen (in German) [J]. Annalen der Physik und Chemie, 1871, 219(6): 272-282.
- [19] Malitson I H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica [J]. Journal of the Optical Society of America, 1965, 55(10): 1205-1208.