

调谐元件色散率对输出激光线宽的影响*

王 丽 黄 骝^a 高 娟 陈少华

(河北师范大学物理系, 石家庄, 050016) (^a北京工业大学应用物理系, 北京, 100022)

摘要: 建立了棱镜对系统三阶以内色散量的数学模型, 精确计算了其解析解。给出了四棱镜与平面镜及四棱镜与光栅组合系统对输出激光线宽影响的物理图像。

关键词: 调谐元件 色散量 线宽压缩

Study of output laser linewidth on group-velocity dispersion generated by tunable device

Wang Li, Huang Liu^a, Gao Juan, Chen Shaohua

(Department of Physics, Hebei Normal University, Shijiazhuang, 050016)

(^a Department of Applied Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing, 100022)

Abstract: In this paper, a mathematical model about the third order group-velocity dispersion is constructed, and it's theoretical solution is obtained. Two physical images are presented to interpret the relations between laser linewidth and wavelength in prism-mirror system and prism-grating system respectively.

Key words: tunable device dispersion linewidth compression

引 言

目前, 各种调谐方法都是建立在与波长有关的增益损耗机理上, 即利用色散元件的色散特性, 使某特定波长的光能在谐振腔内振荡, 而其它波长的光逸出腔外。各种合适的调谐元件已有效地应用在短脉冲、超短脉冲激光器中, 用来引入负色散, 补偿正色散, 对产生的激光脉冲进行线宽压窄。实验证明, 色散元件放置于输出端时, 其脉宽压缩效果理想^[1]。在多数实验中, 输出镜都是用平面反射镜或光栅元件与多棱镜组成谐振腔, 对于输出镜用楔形镜代替平面反射镜的研究^[2]正在实验中(另文讨论)。我们对棱镜对影响系统三阶以内的色散率进行分析, 给出了其数学方程, 并对多棱镜与平面反射镜及与光栅组合系统放置时进行了数值模拟计算, 这对宽调谐激光的窄线宽输出是必要的。

1 理论分析和数值模拟

1.1 布儒斯特双棱镜的色散率

图 1 所示为一对等腰三棱镜(材料为 ZF₆), 材料折射率为 n 。为减少光损耗, A 为棱镜顶角, 光线入射角为 α_1 , 出射角为 α_2 , l 为光脉冲在棱镜对间距, L 为两棱

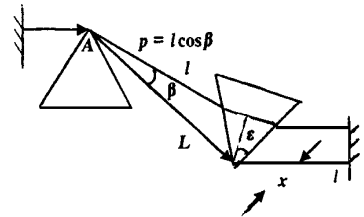


Fig.1 Schematic diagram of the prisms

* 河北省教委博士基金资助。

镜顶角尖间的距离。实验中, 棱镜 I 和棱镜 II 的出射面平行, 棱镜的顶角按最小偏向角条件设计。假设脉冲光通过一对棱镜时的光学长度为:

$$p = l \cos \beta \quad (1)$$

式中, β 为参考角, 定义参考角对折射率的微分与出射角 α_2 对折射率 n 的微分相同:

$$d\beta/dn = -d\alpha_2/dn \quad (2)$$

通过 Snell's 定律获得 α_2 作为入射角 α_1 和折射率 n 的函数关系:

$$\sin \alpha_2 = n \sin \alpha'_2 \quad (3)$$

$$\sin \alpha_1 = n \sin \alpha'_1 \quad (4)$$

式中, α'_1 和 α'_2 为棱镜 II 的入射角和出射角。对(3)式两边微分:

$$\cos \alpha_2 \frac{d\alpha_2}{dn} = n \cos \alpha'_2 \frac{d\alpha'_2}{dn} + \sin \alpha'_2 \quad (5)$$

对(4)式两边微分:
$$0 = n \cos \alpha'_1 \frac{d\alpha'_1}{dn} + \sin \alpha'_1 \quad (6)$$

对棱镜顶角 A 和 α'_1, α'_2 作简单处理得:
$$\alpha'_1 + \alpha'_2 = A \quad (7)$$

$$d\alpha_2/dn = (\sin \alpha'_2 + \cos \alpha'_2 \operatorname{tg} \alpha'_1) / \cos \alpha_2 \quad (8)$$

同理得:
$$d^2\alpha_2/dn^2 = \operatorname{tg} \alpha_2 (d\alpha_2/dn)^2 - (\operatorname{tg}^2 \alpha'_1/n) \cdot (d\alpha_2/dn) \quad (9)$$

$$\frac{d^3\alpha_2}{dn^3} = \frac{1}{\cos^2 \alpha_2} \left(\frac{d\alpha_2}{dn} \right)^3 + 3 \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha'_1}{n^2} \cdot \frac{d\alpha_2}{dn} + \left[2 \operatorname{tg} \alpha_2 \left(\frac{d\alpha_2}{dn} \right) \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha'_1}{n} \right] \frac{d^2\alpha_2}{dn^2} + \frac{2 \operatorname{tg}^4 \alpha'_1}{n^2} \frac{d\alpha_2}{dn} \quad (10)$$

由(1)式知
$$\frac{dp}{d\lambda} = \frac{dp}{d\beta} \cdot \frac{d\beta}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (11)$$

由于 β 是难测量的量, 故引入两个自变量 x 和 L , 由图 1 知:

$$l \cos \beta = L + x \sin(\epsilon/2) \quad (12)$$

$$l \sin \beta = x \cos(\epsilon/2) \quad (13)$$

由(1)式和(12)式得:
$$\frac{dp}{d\beta} = -x \cos(\epsilon/2) \quad (14)$$

$$\frac{d^2p}{d\beta^2} = -L - x \sin(\epsilon/2) \quad (15)$$

$$\frac{d^3p}{d\beta^3} = x \cos(\epsilon/2) \quad (16)$$

当入射光线和出射光线为布儒斯特角, 棱镜处于最小偏向角位置时,

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = n \quad (17)$$

$$\alpha'_1 = \alpha'_2 \quad (18)$$

得到下列关系式:
$$\frac{d\beta}{dn} = -2 \quad (19)$$

$$\frac{d^2\beta}{dn^2} = -(4n - 2/n^3) \quad (20)$$

$$\frac{d^3\beta}{dn^3} = -[8(1 + n^2) + 6/n^4 + (4n - 1/n^3)(4n - 2/n^3)] - 4/n^6 \quad (21)$$

则三阶以内色散关系为:
$$\frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} = G_2L + G_1x \quad (22)$$

$$\frac{d^3\varphi}{d\lambda^3} = G_3L + G_4x \quad (23)$$

式中,
$$G_1 = \frac{2\lambda}{\pi c^2} \lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cdot \frac{n}{n^2 + 1} \tag{24}$$

$$G_2 = - \frac{2\lambda}{\pi c^2} \left(\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \tag{25}$$

$$G_3 = \frac{3\lambda^3}{\pi^2 c^3} \lambda \frac{dn}{d\lambda} \left(\lambda \frac{dn}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \tag{26}$$

$$G_4 = - \frac{3\lambda^3}{\pi^2 c^3} \left(\lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \frac{\lambda^3}{3} \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right) \frac{n}{n^2 + 1} \tag{27}$$

结合具体数值模拟计算, 得出系统的平面反射镜与棱镜对间距为 l 时的二阶和三阶色散曲线, 如图 2 所示。

1.2 棱镜与光栅组合系统的线宽压缩

实验中, 激光在腔内的发散角为 $\Delta\theta$ 时, 棱镜对和光栅组合系统的总色散率为:

$$\left(\frac{d\theta}{d\lambda} \right)_T = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} + \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} + \frac{d^3\varphi}{d\lambda^3} \right)_p + \left(\frac{d\beta}{d\lambda} \right)_c \tag{28}$$

式中, $\left(\frac{d\beta}{d\lambda} \right)_c = \frac{1}{\lambda} [\operatorname{tg}\beta + \frac{\sin\beta}{\cos\theta}]$ 是入射角为 β , m 级衍射角为 θ , 闪耀波长为 λ_b , 光栅常数为 d 时光栅的角色散率^[3]。则在谐振腔内振荡一次线宽压窄为:

$$\Delta\lambda = \left(\frac{d\theta}{d\lambda} \right)_T = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} + \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} + \frac{d^3\varphi}{d\lambda^3} \right)_p + \left(\frac{d\beta}{d\lambda} \right)_c \tag{29}$$

采用 4 个棱镜组成扩束器和 1 个平面镜结合, 则激光在谐振腔内振荡一次线宽压窄:

$$\Delta\lambda = \Delta\theta [8n^4 \frac{dn}{d\lambda} + 2n^4 (4d^2 - \lambda^2)^{1/2}]^{-1} \tag{30}$$

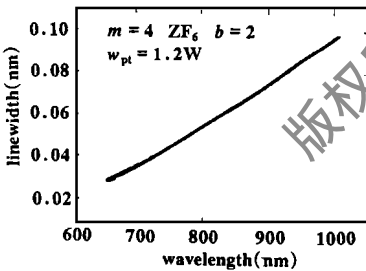


Fig. 3 Output laser linewidth in the prism-mirror system

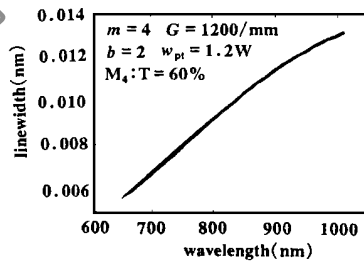


Fig. 4 Output laser linewidth in the prism-grating system

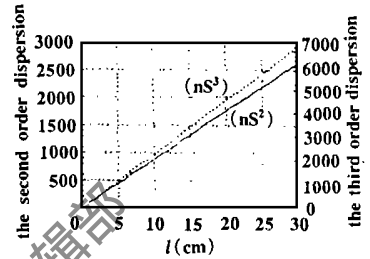


Fig. 2 The curve of dispersion versus length l

式:

$$n^2 = A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \lambda^2 + A_3 \lambda^4 + A_4 \lambda^6 + A_5 \lambda^8 \tag{31}$$

经数值模拟得 4 棱镜扩束器与平面镜组成调谐系统时, 输出激光的窄线宽理论曲线, 如图 3 所示。采用 4 棱镜加光栅组成系统时, 输出激光的窄线宽理论曲线, 如图 4 所示。

2 结 论

在理论分析及数值模拟计算中, λ 为可调谐钛宝石激光 (650nm~ 980nm) 输出, 其输出线宽受到泵浦光的线宽影响, 当只考虑棱镜元件的一阶色散时, 其激光输出的最小线宽约为零点

式中, λ 为钛宝石激光波长, d 为光栅常数, n 为棱镜折射率。实验测得钛宝石的发散角 $\Delta\theta$ 为 0.5mrad, 采用光栅常数 $d = 1200/\text{mm}$, 折射率 $n = 1.735$, 由 (30) 式并结合玻璃扩束材料的折射率公

激光快速熔凝 CuCr50 触头材料的组织与性能*

梁淑华 范志康

(西安理工大学 505 信箱, 西安, 710048)

摘要: 采用激光快速熔凝技术处理了 CuCr50 材料的表面, 结果表明, 该方法可使 CuCr50 材料表面得到 3~ 5 μ m 的亚晶层, 该层孔隙率低, 硬度比基体提高近 1 倍, 但电导率变化不大。当其它工艺参数不变时, 可通过改变激光功率来获取不同深度的熔池, 在熔池与基体之间存在一热影响区, 该区的性能介于表层和基体之间, 激光表面重熔作为 CuCr50 触头材料表面强化的工艺是可行的。

关键词: 细晶 激光重熔 CuCr50 性能

Structure and properties of CuCr50 prepared by laser fast remelt

Liang Shuhua, Fan Zhikang

(Xi'an University of Technology, Xi'an, 710048)

Abstract: If laser fast remelt technique is used to prepare CuCr50 surface, a 3~ 5 μ m fine-grained layer will generate. The layer has less porosity. The hardness of the surface increases nearly one time than that of the matrix and the conductivity changes little. The thickness of the fine-grained layer can be controlled by laser power while the other operation parameters don't change. There is a heat-influenced layer between the fine-grained layer and the matrix, whose properties is between theirs too. Experiments show that laser fast remelt is useful to increase the hardness of CuCr50 contact material.

Key words: fine-grain laser fast remelt CuCr50 property

* 西北工业大学凝固技术国家重点实验室资助。

几个纳米^[4]。在调谐元件组合系统中, 考虑到棱镜的三阶以内色散后, 由图 3 和图 4 可以看出, 平面镜与棱镜组合系统对输出激光($\lambda=750\text{nm}$) 线宽的影响约为 $4 \times 10^{-2}\text{nm}$, 光栅与棱镜组合系统对输出激光($\lambda=750\text{nm}$) 线宽的影响约为 $8 \times 10^{-3}\text{nm}$, 因此, 为得到窄线宽的能量激光, 使得在保证光-光转换效率的前提下, 一般应采用多棱镜或与光栅组合的调谐系统, 以达到窄线宽的激光输出。

参 考 文 献

- 1 王 丽, 黄 骧, 赵 宇. 应用激光, 1998; 18(1): 1~ 3
- 2 杨盛谊, 李 港, 陈 檬. 激光杂志, 1998; 19(4): 30~ 33
- 3 Fork R L. Opt Lett, 1984; 9(5): 150~ 152
- 4 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995: 264~ 267

作者简介: 王 丽, 女, 1958 年 11 月出生。博士, 教授。现从事物理教学和激光超短脉冲、可调谐激光技术及非线性光学方面的研究。