

反射式单级衍射光栅*

翁永超¹⁾²⁾³⁾ 况龙钰³⁾ 高南²⁾ 曹磊峰^{3)†} 朱效立²⁾ 王晓华¹⁾ 谢常青^{2)‡}

1) (长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 长春 130022)

2) (中国科学院微电子研究所纳米加工与新器件集成实验室, 北京 100029)

3) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心高温高密度等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2011年11月16日收到; 2012年1月10日收到修改稿)

介绍了单级衍射光栅的发展趋势, 从理论上论证了单级衍射光栅的可行性, 引入了一种新型衍射光学元件——准正弦反射式单级衍射光栅 (QSRG). 它能有效抑制高级衍射, 可用于提高光谱系统的信噪比和精度. 而通过 QSRG 的实验结果也验证了此新型色散元件确实具有良好的单级衍射特性, 二级及以上的高级衍射被有效地抑制, 与理论预测几乎一致. 本文的结果可望在反射式光谱测量系统中得到广泛应用.

关键词: 单级, 准正弦, 衍射光栅, 反射光谱测量

PACS: 42.25.Fx, 02.30.Gp, 42.79.Dj, 42.62.Fi

1 引言

衍射光栅是光谱分析技术中的核心元件, 而基于反透射式衍射光栅的光谱仪更是在探测生物瞬态过程、医学成像和激光驱动惯性约束聚变 (ICF) 实验 (从而实现受控热核聚变) 等领域有着深入的应用 [1-8], 被视作为科学研究各领域提供最重要实验信息的元件. 根据光栅方程, 现有的衍射光栅均表现为多级衍射的特征, 衍射谱和波长不是一一对应的关系. 光栅被应用在光谱仪中时, 其测量谱并非直接反映了被测光源的辐射谱, 高级衍射谱叠加在一级谱上会带来不容易消除的误差, 这就是所谓的光谱级次的重叠现象. 在平面光栅光谱仪中, 常用不同颜色的滤光片来减少这种级次重叠的影响. 同时为了获得足够的光能量, 通常选择第一级或第二级次的光谱谱线. 多年以来, 应用于科学研究的光栅谱仪一直受到所谓高级衍射干

扰的影响 [9], 其摄谱精度受到了很大制约, 数据置信水平受到很大限制. 有人曾提出双透射光栅谱仪的概念, 但结合理论与实验发现, 仍然无法较好地去除高级衍射的干扰, 所以其在测谱精度上的改善相当有限. 为了有效抑制高级衍射的干扰、进一步提高谱仪的测谱精度, 曹磊峰等人根据理论分析提出了正弦光栅的概念 [10,11], Kuang 等人进一步发展了透射式单级衍射光栅的概念 [12]. 基于以上工作基础, 又考虑到反射式光栅在实际应用中更加广泛, 并且更易于通过闪耀角的控制提高衍射效率 [13-15], 本文介绍了一种准正弦反射式单级衍射光栅 QSRG. 它的衍射特性被用实验证实了与理想正弦型反射光栅 (SRG) 非常相似, 拥有广阔的应用前景.

2 理论分析

传统的黑白反射光栅的反射率函数可以表示

* 国家科技重大专项 (批准号: 2008ZX02501) 资助的课题.

‡ E-mail: liaode_2002@yahoo.com.cn

† E-mail: xiechangqing@ime.ac.cn

为下式^[3,16]:

$$f(x) = \begin{cases} 0, & nd < x \leq a + nd, \\ r, & nd + a < x \leq (n+1)d, \end{cases} \quad (1)$$

其中 d 为光栅周期, a 为狭缝宽度, r 为反射率. 对 $f(x)$ 作傅里叶展开, 可得

$$f(x) = f_0 + \sum_{n \neq 0} f_n \exp(jw_n x),$$

$$n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (2)$$

其中

$$f_0 = -ar/d, \quad f_n = -\frac{ar \sin(n\pi a/d)}{d n\pi a/d}.$$

如果 n 只取 $+1$ 和 -1 , 则 $f(x)$ 可表示为

$$f(x) = -\frac{ar}{d} - \frac{ar \sin(\pi a/d)}{d \pi a/d} \times (\exp(2\pi jx/d) + \exp(-2\pi jx/d)). \quad (3)$$

在这样的反射率函数下, 正入射平面波 $A_0 \exp(2\pi jz/\lambda)$ 经过光栅反射后在 z 距离处的复振幅分布是

$$U(x, z) = A_0 \exp(2\pi jz/\lambda) f(x) = A_0 \exp(2\pi jz/\lambda) \times \left[-\frac{ar}{d} - \frac{ar \sin(\pi a/d)}{d \pi a/d} \right]$$

$$\times (\exp(2\pi jx/d) + \exp(-2\pi jx/d)). \quad (4)$$

由上式可见, 衍射谱线中只有 0 级和 ± 1 级衍射, 不存在高级次的衍射. 根据反射率函数的表达形式易知这是一种正弦光栅. 如果把这种单级衍射特性的光栅应用于光栅光谱仪, 将有效去除高级衍射所带来的干扰, 大大提高测谱精度.

但是这样一种正弦型的反射率函数是难以实现的, 尤其是在紫外和 X 射线等短波段^[17], 所以本文中我们介绍了一种与其具有相似衍射特性的准正弦反射式单级衍射光栅 (QSRG). 如图 1 所示, 我们对 QSRG 的设计从一个周期为 d 的等线型 (黑白) 光栅开始, 单个栅条被分成很多个高度为 τ 的矩形单元 (图 1(b)). 矩形单元根据 $p(\xi)$ 分布延 x 轴移动, $p(\xi)$ 由方程 (5) 描述. QSRG 可沿着 y 轴独立随机移动.

$$p(\xi) = \begin{cases} \frac{\pi}{d} \cos\left(\frac{2\pi}{d}\xi\right), & |\xi| \leq d/4, \\ 0, & |\xi| > d/4. \end{cases} \quad (5)$$

经计算可知, τ 取值越小, QSRG 的单级衍射效果越好. 但矩形单元的高度太小了, 就会增大 QSRG 的制造难度, 所以我们一般取 τ 为矩形单元的宽度值 $d/2$. 这种取值方法既不会增大 QSRG 的制造难度, 又经实验证明其可有效抑制高级衍射.

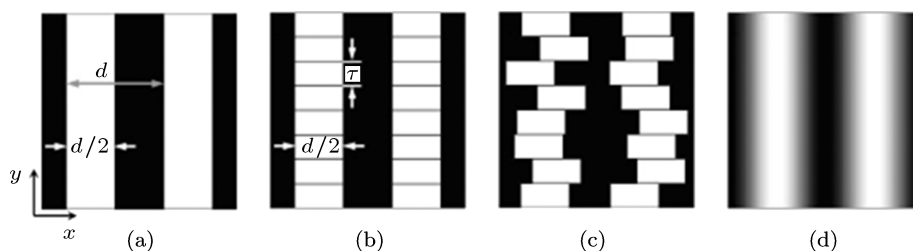


图 1 QSRG 的设计过程 (a) 一个 1:1 的黑白光栅; (b) 把单个栅条分成很多个尺寸为 $d/2 \times \tau$ 的矩形单元; (c) 根据以 ξ 为变量的分布函数 $p(\xi)$ 沿 x 轴移动矩形单元; (d) 一个理想的 SRG

我们假设一束入射光在方形单元的 QSRG 上发生反射, QSRG 的反射率函数为 $\tilde{r}(x, y)$, 它在方形单元上等于 1, 其余为 0. 所以, $\tilde{r}(x, y)$ 可被表达为

$$\tilde{r}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(x - md - \xi_{m,n}, y - nd/2), \quad (6)$$

其中, $h(x, y)$ 是中心在坐标原点, 尺寸为 $d/2 \times d/2$

的方形单元的反射率函数.

当一振幅为 A_0 波长为 λ 的平面波垂直入射到 QSRG 上, 经反射后在远场坐标系中的衍射图形 $U(u, v)$ 如图 3 所示, 可被写为

$$\tilde{U}(u, v) = \psi \iint \tilde{r}(x, y) \exp[-i(k_u x + k_v y)] dx dy, \quad (7)$$

其中

$$\psi = A_0 \exp(ikz)/(i\lambda z) \exp(ik(u^2 + v^2)/(2z)),$$

$$k = 2\pi/\lambda, \quad k_u = ku/z, \quad k_v = kv/z.$$

(7) 式给出了入射光经 QSRG 在 u 轴上的衍射图形, 它由 $\tilde{r}(x, y)$ 对 y 轴积分所得函数决定. 取一个适当的 $p(\xi)$ 分布, 可使表达式经积分得到一个正弦函数, 从而获得具有单级衍射特性的光栅.

把方程 (5) 和 (6) 代入 (7) 式得关于 u - v 平面的衍射图形,

$$\begin{aligned} & \tilde{U}(u, v) \\ &= \psi \iint h(x - md - \xi_{m,n}, y - nd/2) \\ & \quad \times \exp[-i(k_u x + k_v y)] dx dy \\ &= \psi (d^2/4) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Sa(k_u d/4) \\ & \quad \times Sa(k_v d/4) \left[\int_{-d/4}^{d/4} p(\xi) \exp(-ik_u \xi) d\xi \right] \\ & \quad \times \exp[-i(mk_u d + nk_v d/2)] \\ &= \psi \left[\frac{1}{2} \delta\left(\frac{k_u}{2\pi}\right) + \frac{1}{4} \delta\left(\frac{k_u}{2\pi} - \frac{1}{d}\right) \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{4} \delta\left(\frac{k_u}{2\pi} + \frac{1}{d}\right) \right] \delta\left(\frac{k_v}{2\pi}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $Sa(x) = \sin(x)/x$.

由方程 (8) 可知, 一个有限尺寸的 QSRG 可以产生与 SRG 相似的衍射图形. 方程 (8) 中的 δ 函数指出只有三个衍射峰 (0 级和 ± 1 级) 出现在 u - v 平面上, 而没有更高级的衍射部分.

3 实验验证与实验分析

为了从实验上对 QSRG 的有效性进行实验表征, 我们采用微电子平面制版工艺制作了一块周期为 $80 \mu\text{m}$ 的 QSRG. 首先利用集成电路格式数据处理 LEDIT 软件绘制相应的 QSRG 图形, 并且生成电子束曝光的 GDSII 格式文件 (参见图 2(a)), 然后利用美国应用材料公司捐赠给中国科学院微电子研究所的 MEBES4700 电子束制版系统在铬薄膜上 (衬底为石英玻璃) 进行光刻胶的电子束光刻, 再以光刻胶为掩蔽进行铬薄膜的湿法腐蚀, 然后进行去胶和清洗, 形成铬的金属光栅结构. 图 2(b) 是我们制造的 QSRG 的显微镜照片, 光学结构设计结

果与实际制造结果吻合较好. QSRG 图形整体尺寸为 $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, 由 $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ 的方形单元组成, 最小结构尺寸为 $20 \mu\text{m}$.

图 3 给出了 QSRG 衍射特性测试的实验装置图. 一束波长为 355 nm 的激光经扩束准直后, 照射在 QSRG 上并发生反射, 其反射光在远场被 CCD 屏接收. 在显示器上会显示 CCD 记录的二维衍射图案, 如图 4(a). 利用 Matlab 对 CCD 所采集的数据进行处理, 得到沿 U 轴的一维强度分布曲线, 如图 4(b). 从图 4 中, 我们只发现了 0 级和 ± 1 级三个衍射峰, 方形单元 QSRG 有效地抑制了高级衍射, 起到了与 SRG 非常相似的衍射效果.

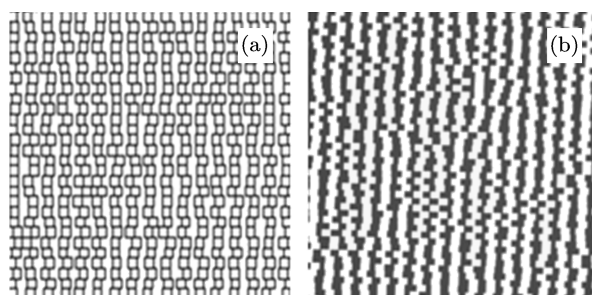


图 2 方形单元 QSRG (a) 设计的方形单元 QSRG; (b) 显微镜拍摄实际制造的 QSRG

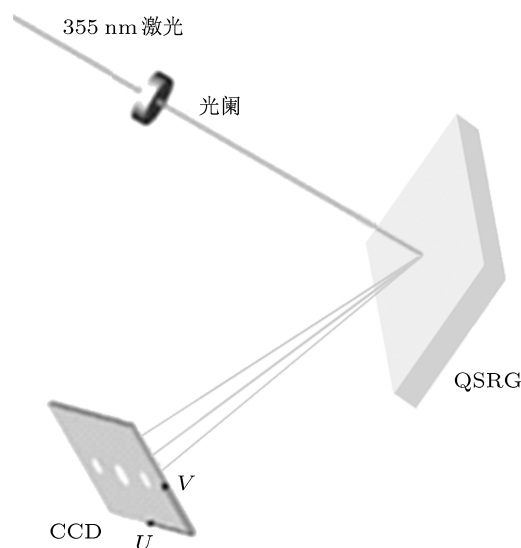


图 3 实验装置详图, QSRG 尺寸为 $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ (每 1 mm 的宽度有 12.5 个周期)

从图 4(b) 中, 我们还发现衍射光中存在一定的背景噪声, 经分析这可能是因为实验中使用的 CCD 存在零漂现象, 且信噪比较低, 与 QSTG 的

设计无关, 不会对其使用造成影响.

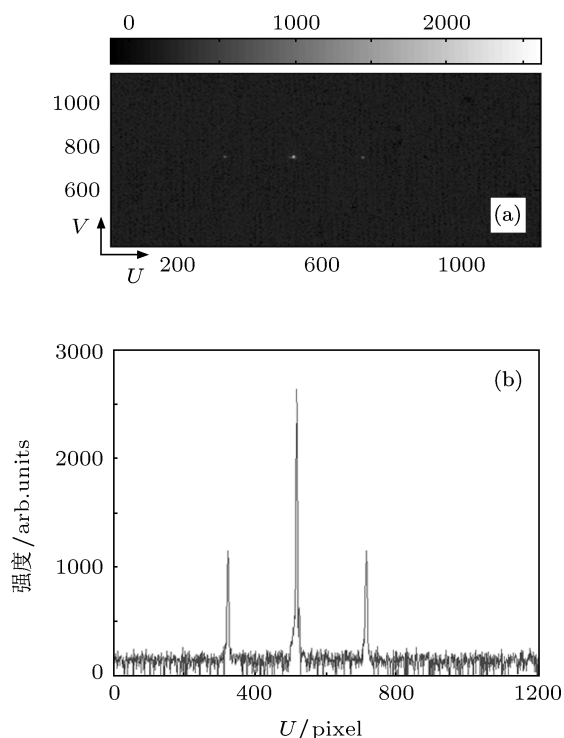


图4 QSRG 的实验结果图 (a) CCD 记录的二维衍射图案; (b) 由二维强度分布得到沿 U 轴的一维强度

表 1 所示, 通过多次实验并对各级衍射积分

得到的 QSRG 的相对衍射效率 (± 1 级与 0 级衍射光强之比), 从表中我们发现 QSRG 的衍射效率略高于通过理论 (8) 式计算得到的 25%. 这是由于 QSRG 结构的制造缺陷以及实验中的误差造成的, 在正常的误差范围之内.

表 1 相对衍射效率

	1	2	3	4	5	6	7
+1 级/%	26.10	27.31	25.12	25.30	25.21	25.60	25.26
-1 级/%	26.37	26.00	25.42	25.81	26.76	27.79	27.37

4 结论

我们引入了一种新型的反射式单级衍射光栅 (QSRG). 通过理论分析以及实验验证, 我们证实了 QSRG 能够有效地抑制高级衍射. 同时, QSRG 降低了严格正弦式反射光栅的制造难度, 在当前的纳米加工技术下能获得更高的线密度. 它为高精度的反射式光谱系统提供了新的思路, 在包括同步辐射、天体物理学、生物以及化学等诸多领域拥有广阔的应用前景.

- [1] Gibbon P 2005 *Short pulse laser interactions with matter: an introduction* (London: Imperial College Press)
- [2] Ceglie N M, Kauffman R L, Hawryluk A M, Medeck H 1983 *Appl. Opt.* **22** 318
- [3] Weaver J L, Feldman U, Seely J F, Holland G, Serlin V, Klapisch M, Colombant D, Mostovych A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 12
- [4] Zhu X L, Ma J, Xie C Q, Ye T C, Liu M, Cao L F, Yang J M, Zhang W H 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1026 (in Chinese) [朱效立, 马杰, 谢常青, 叶甜春, 刘明, 曹磊峰, 杨家敏, 张文海 2008 光学学报 **28** 1026]
- [5] Zhu W Z, Wu Y Q, Guo Z, Zhu X L, Ma J, Xie C Q, Shi P X, Zhou H J, Huo T L, Tai R Z, Xu H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6386 (in Chinese) [朱伟忠, 吴衍青, 郭智, 朱效立, 马杰, 谢常青, 史沛熊, 周洪军, 霍同林, 邵仁忠, 徐洪杰 2008 物理学报 **57** 6386]
- [6] Shang W L, Zhu T, Xiong G, Zhao Y, Zhang W H, Yi R Q, Kuang L Y, Cao L F, Gao Y L, Yang J M, Zhao Y D, Cui M Q, Zheng L, Han Y, Zhou K J, Ma C Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034216 (in Chinese) [尚万里, 朱托, 熊刚, 赵阳, 张文海, 易荣清, 况龙钰, 曹磊峰, 高宇林, 杨家敏, 赵屹东, 崔明启, 郑雷, 韩勇, 周克瑾, 马陈燕 2011 物理学报 **60** 034216]
- [7] Liu W J, Ren S T, Qu S L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3286 (in Chinese) [刘文军, 任守田, 曲士良 2010 物理学报 **59** 3286]
- [8] Lei Y H, Liu X, Guo J C, Zhao Z G, Niu H B 2011 *Chin. Phys. B* **20** 042901
- [9] Eagleton R T, James S F 2004 *Rev. Sci. Instrum* **75** 3969
- [10] Cao L F, Förster E, Fuhrmann A, Wang C K, Kuang L Y, Liu S Y, Ding Y K, Ding Y K 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 053501
- [11] Zang H P, Cao L F, Wang C K, Jiang G, Wei L, Fan W, Zhou W M, Gu Y Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 032415 (in Chinese) [臧华平, 曹磊峰, 王传珂, 蒋刚, 魏来, 范伟, 周维民, 谷渝秋 2011 物理学报 **60** 032415]
- [12] Kuang L Y, Cao L F, Zhu X L, Wu S C, Wang Z B, Wang C K, Liu S Y, Jiang S E, Yang J M, Ding Y K, Xie C Q, Zheng J 2011 *Opt. Lett.* **36** 3954
- [13] Heilmann R K, Ahn M, Gullikson E M, Schattenburg M L 2008 *Opt. Express* **16** 8658
- [14] Yu Y J, Wang T, Zheng H D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3154 (in Chinese) [于瀛洁, 王涛, 郑华东 2009 物理学报 **58** 3154]
- [15] Zhou L, Li Z Y, Hu Y T, Xiong K, Fan Z C, Han W H, Yu Y D, Yu J Z 2011 *Chin. Phys. B* **20** 074212
- [16] Ceglie N M, Kauffman R L, Hawryluk A M, Medeck H 1993 *Appl. Opt.* **22** 318
- [17] Born M, Wolf E 1980 *Principle of Optics* (London: Pergamon)

Reflection type single-order diffraction grating*

Weng Yong-Chao¹⁾²⁾³⁾ Kuang Long-Yu³⁾ Gao Nan²⁾ Cao Lei-Feng^{3)†}
Zhu Xiao-Li²⁾ Wang Xiao-Hua¹⁾ Xie Chang-Qing^{2‡}

1) (State Key Laboratory of High-Power Semiconductor Lasers, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

2) (Key Laboratory of Nano-Fabrication and Novel Devices Integrated Technology, Institute of Microelectronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

3) (National Key Laboratory of High-temperature and High-density Plasma Physics, Research Center of Laser Fusion China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 16 November 2011; revised manuscript received 10 January 2012)

Abstract

The development trend of single-order diffraction grating is introduced. The feasibility of single-order diffraction grating is theoretically demonstrated, and a novel diffractive optical element named quasi-sinusoidal reflection type single-order diffraction grating(QSRG) is proposed. It can suppress higher order diffraction, and improve the signal-noise-ratio (SNR) and accuracy. The experimental results verify this new type of dispersion component, where the higher order diffraction components are efficiently suppressed, which accords well with theoretical prediction. These results are expected to be widely used in the reflection spectrum measurement system.

Keywords: single-order, quasi-sinusoidal, diffraction grating, reflection type spectrum measurement

PACS: 42.25.Fx, 02.30.Gp, 42.79.Dj, 42.62.Fi

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2008ZX02501).

† E-mail: liaode.2002@yahoo.com.cn

‡ E-mail: xiechangqing@ime.ac.cn