

文章编号: 0258-7025(2009)03-0683-05

长周期光纤光栅逐点写入的高斯型折射率谐波分析

郑晶晶 郑凯 许鸥 鲁绍华 宁提纲 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

摘要 由于写入方式的限制,长周期光纤光栅(LPG)的实际折射率分布与经典理论有明显的差异,由此造成写入光栅的特性与经典理论的导出结果不能完全吻合。用傅里叶级数展开的方法对 LPG 逐点写入造成的高斯型折射率分布进行谐波分析,据此总结了高斯型折射率分布下光束形状与光栅周期的关系对谐波分布的影响,讨论了逐点写入的最佳参数选择,得出对光栅写入和特性估计有关的结论,并给出了高斯光束逐点写入和振幅掩模板写入长周期光栅的透射谱比较。

关键词 长周期光纤光栅;谐波分析;傅里叶级数;逐点写入;高斯光束;高斯型折射率分布

中图分类号 TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093603.0683

Analysis on Harmonics of Long Period Fiber Grating Written by UV Gaussian Beam

Zheng Jingjing Zheng Kai Xu Ou Lu Shaohua Ning Tigang Jian Shuisheng

(Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing, 100044, China)

Abstract Limited by the writing mode, the real refractive index distribution of the long period fiber grating (LPG) is different from that of the classic theory, which makes the spectrum of the real grating disagrees with ideal value. Fourier series is used to analyze the harmonics of Gaussian refractive index. Effect on the harmonics distribution caused by the relation between the beam size and grating constant is summarized, and the principle of optimum parameter selection is discussed. And some conclusions about LPG fabrication and character estimation are gotten. The transmission spectrum comparison between the long cycle grating written point by point with Gaussian beams and transmission by amplitude mask is obtained.

Key words long period fiber grating; resonance analysis; Fourier series; written point by point; Gaussian beam; Gaussian refractive index

1 引言

亚微米量级的周期使长周期光纤光栅(LPG)有不同于光纤 Bragg 光栅(FBG)的特性,主要表现为耦合发生在同向传输的模式之间、无背向传输、透射谱表现出带阻特性等^[1~3]。这些特性在通信和传感等领域具有广泛的应用前景^[4~8]。LPG 对周期绝对误差的较高耐受程度、亚微米加工工艺的普遍应用,都给写入带来了很大方便,产生出紫外曝光、CO₂ 激光器照射、物理形变等多种灵活的写入方法。紫外曝光仅导致光敏部分的折射率变化而不引

入形变,与现有的经典光栅理论模型最接近,也是研究时间最长使用最多的写入方式。LPG 的经典理论对余弦函数型折射率分布的光栅给出了详尽的分析方法^[9~13],但是紫外曝光后的折射率分布跟余弦型相比存在差异。振幅掩模板方法得到的是与掩模板刻槽形状类似的方波分布,逐点写入法得到的则是与写入光能量分布密切相关的类高斯列。这个差异使实际得到的光栅有更多的、依赖于写入条件的谐振峰。写入条件与光栅特性关系的深入研究,对于 LPG 理论的完善、试验结果的分析以及正确的估计和使用,都有重要的意义。

收稿日期: 2008-10-07; 收到修改稿日期: 2008-12-18

基金项目: 国家自然科学基金(60477017)、北京交通大学人才基金(2007RC075)资助项目。

作者简介: 郑晶晶(1982—),女,博士研究生,主要从事长周期光纤光栅方面的研究。E-mail: jjzheng_c@gmail.com

导师简介: 简水生(1929—),男,中国科学院院士,主要从事光纤通信关键器件方面的研究。E-mail: ssjian@bjtu.edu.cn

引入傅里叶级数的分析方法对非余弦型折射率分布用余弦函数列做级数展开,能够得到各次谐波的分布状况。振幅掩模板写入方式已经有过详细的分析^[14,15],本文针对高斯型能量分布的逐点写入方式,利用傅里叶分析的余弦函数级数展开方法,对折射率分布做谐波分析,给出基于此分析的 LPG 透射谱,由此得到在给定周期的条件下,高斯光束的形状对 LPG 谐波的影响。并且对 LPG 的谐波控制进行了讨论。

2 谐波分析的数学模型

在远离饱和的一段区域内,光照的能量与纤芯折射率的变化量基本保持成正比,一般的紫外光照射写入法造成的变化在这个范围之内^[16]。本文中假设纤芯折射率变化的形式与光照能量叠加后的形式相同,仅有幅度上的整体差别。所以不再特别区分光束能量与折射率分布,只要分析对象保持不变,对它们的分析导出的结论会指向同样的方向。

标准高斯函数的表达式为

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

参数 σ 对函数形状起决定作用,讨论照射光斑大小与周期的关系(实际周期内光斑排列的能量分布)对谐波的影响,表现在单个脉冲表达式中,关注的变化量就是 σ 与周期 Λ 的关系。把(1)式变形为更适于讨论的形式,高斯光束逐点写入光栅的折射率变化分布可以表示为

$$\Delta n(z) = \sum_m \frac{1}{\sqrt{\pi}\Lambda/a} \exp\left[-\frac{(z-m\Lambda)^2}{(\Lambda/a)^2}\right], \quad (2)$$

其中 $a = \Lambda/\sigma$ 称为压缩因子, m 为写入的光束个数。对应于激光器输出能量不变,使用不同程度的聚焦改变光束形状的情况,做归一化处理以便于下一步讨论。余弦级数展开形式为

$$\Delta n(z) = \frac{1}{\Lambda} \int_{z_0-\Lambda/2}^{z_0+\Lambda/2} \left\{ \sum_m \frac{1}{\sqrt{\pi}\Lambda/a} \exp\left[-\frac{(z-m\Lambda)^2}{(\Lambda/a)^2}\right] \right\} dz + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2}{\Lambda} \left\{ \int_{z_0-\Lambda/2}^{z_0+\Lambda/2} \left\{ \sum_m \frac{1}{\sqrt{\pi}\Lambda/a} \exp\left[-\frac{(z-m\Lambda)^2}{(\Lambda/a)^2}\right] \right\} \cos(2\pi mz/\Lambda) dz \right\} \cos(2\pi mz/\Lambda). \quad (3)$$

高斯函数在一般区域的积分无法得到解析表达式,引入数值方法解决这个问题。先对有限 m 个高斯函数进行叠加,为了尽量减少 m 有限的影响,选择叠加结果中位于 $m/2$ 处的一个周期,然后将其作

为无限周期函数的周期表达进行高斯三角函数展开。当 $a < 1$ 时叠加图样几乎无波动,因此仅讨论 $a \geq 1$ 的情况。从数值计算的结果来看,对 $m = 20$ 和 $m = 100$ 两种情况,从叠加结果中抽取出的这个周期点对点的绝对差在 10^{-16} 数量级,因此取 $m = 20$ 作详细的分析。

3 分析与结果

3.1 从数学模型出发的谐波分析

使用第 2 节的数学模型,数值计算可以得到压缩系数 a 的取值不同时,展开级数中各次谐波的系数分布。图 1 给出了 a 取从 1 到 10 的整数时,展开级数前 11 项的系数。

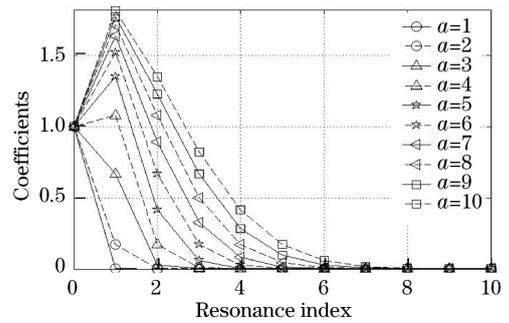


图 1 不同 a 值下傅里叶级数的前 11 项系数

Fig. 1 Coefficients of the first 11 terms in cosine Fourier expansion under different compression coefficient a

从图 1 中可以看出:

1) 高次谐波随着 a 的增加逐步出现

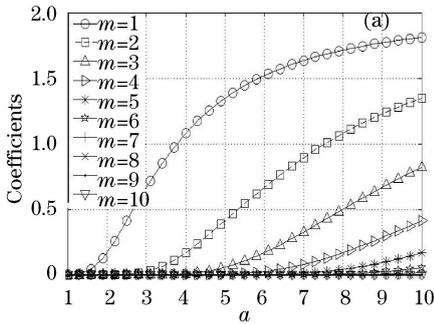
图 1 中曲线显示出 $a = 1$ 时级数只含有直流分量,说明在提取的一个周期内叠加得到的曲线没有波动,这与高斯函数叠加得到的曲线吻合得很好。在实际中叠加不可能无限,所以 $a = 1$ 时真实的分布应该是两边带有下降沿的近似门函数。即实际的折射率分布不可能是数学意义上真正的周期函数,频谱应该是非离散的。但是,在光栅长度 $L \gg \Lambda$ 时,两端的截断对频谱的影响很小,能够用周期函数的离散谱做比较准确的近似分析。

因为谐波是逐渐出现的,如果希望避免高次谐波(对应波长较短处的谐振峰)的干扰,可以在压缩光束时选择较低的 a 。图中还可以看到,在 a 相同时,从基波到高次谐波的系数依次递减,在某次谐波系数不为零时,低于该次数的所有谐波系数都不为零,且较之更大。所以,虽然减小周期和增大压缩系数 a 都能使波长较短处出现谐振峰,但是如果尽量降低谐振峰的个数,减小周期比增大 a 的做法更合适。

2) 已经出现的谐波,系数随着 a 的增大单调

增加

为了更直观地讨论这一现象,图 2(a)以 a 为横坐标,给出了各次谐波系数的曲线(直流分流对 a 无变化,没有列出)。从图上可以看出, a 增加时,各系



数有序地随之增大。在周期给定时,光束的压缩系数 a 在 3~6 之间取值,可以保证基波系数比较大,同时抑制高次谐波的影响。

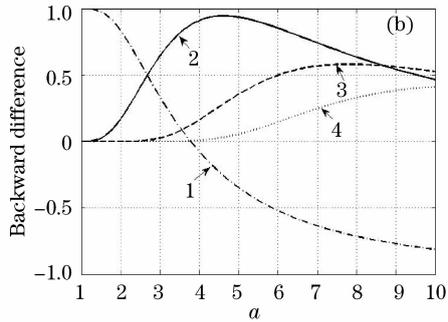


图 2 a 对谐波系数的影响。(a) 展式第 m 项的系数与 a 的关系;(b) 相邻项系数后向差值与 a 的关系

Fig. 2 Impact of a to resonance. (a) Coefficient of the m th term vs a and (b) backward difference of the neighbor coefficient groups vs a

图 2(b)标号 1~4 的曲线是直流直到 4 次谐波的相邻次数间的后向差值。要让折射率变化尽量向基波集中, a 的取值区域大概应该在 4,5 附近。在这个区域内, a 较小时高次谐波的系数低,但是直流分量在整个能量中占有的比例较高,要达到相同的调制深度需要提高脉冲能量,需要注意不损坏光纤结构的能量上限问题; a 较大时,基波的比例最高,但高次谐波的系数增加很快。

3) 从基波的增加趋势来看,各次波动的系数都会趋近于某个值,不会无限增加

图 1 中的曲线群表现出非常好的规律性,各系数依次出现,依次增加,各次谐波的增加都经历先迅速后减缓的过程。为了讨论极限值,不考虑实际使用地增大 a ,得到图 3 所示的两组曲线。从图 3 可以看到,基波和各次谐波以不同的速度先后趋近 2,无论 a 如何增长,基波和谐波的系数都是有限的。

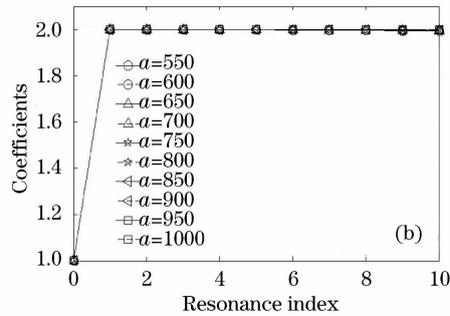
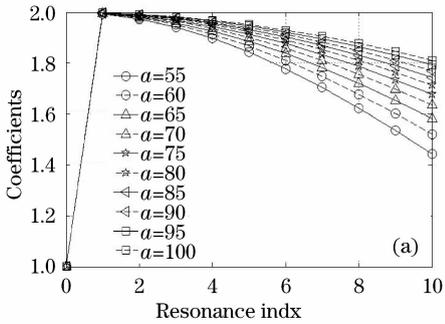


图 3 展式系数的极限情形

Fig. 3 Limitation of the coefficients

实际上,当 a 非常大时,脉冲从高斯型退化为冲激函数型,图 3(b)中的曲线与相同周期下冲激函数列的频谱非常相似。这也从另一个方面印证了以上各次谐波系数上限的假设。

在这样的变化过程中,4 附近的区域仍然是 a 比较好的选择。虽然图 4 与图 1 的变化趋势差别很大,但是本质上是相同的。所有的曲线,当 a 相同时,变化趋势完全相同,只有整体系数的差异。因为 a 给定时,能量的分布保持不变。图 1 和图 4 曲线的差异是在各自所用的归一化下,两种讨论对应的周期内总能量不同造成的。

以上计算都以 $\Delta=1$ 为前提。当 Δ/a (即(1)式中的 σ) 确定时,改变 Δ 也会对谐波的分布产生影响。这种变化对应于激光器输出不变,聚焦光路不变,仅改变周期的变化方式。图 4 给出了给定 $\Delta/a=1/4$ 时,不同的周期(图上用不同的 a 标注)对应的谐波系数分布。

从以上的讨论中可以得到关于逐点写入法的帮助是:写入的光束并非越窄越好。在不在乎功率大小时,在(1,3]中选择 a 可以基本抑制谐波出现;在

综合考虑要求谐波不太大而能量尽量向基波集中时,选择4左右的 a 会有比较好的效果。

3.2 得到的 LPG 透射谱

以普通单模光纤上紫外曝光刻写的光栅为例,以下给出 $a=3, a=4, a=7$ 的高斯光束逐点写入以及利用占空比1:1的幅度掩模板写入得到的前10个包层模式5次以内谐波的光栅透射谱。计算用到的其他参数包括:光纤纤芯半径 $a_1=4.15\ \mu\text{m}$,包层半径 $a_2=62.5\ \mu\text{m}$,折射率差 $=0.0053$;光栅周期 $\Lambda=460\ \mu\text{m}$,写入长度 $L=50\ \text{mm}$ 。高斯光束模拟所用的归一化是单个光束能量为1,幅度掩模板所用的是周期上照射能量值为1。如图5所示,可以看到基波的谐振峰位置和深度都有所不同,这是三

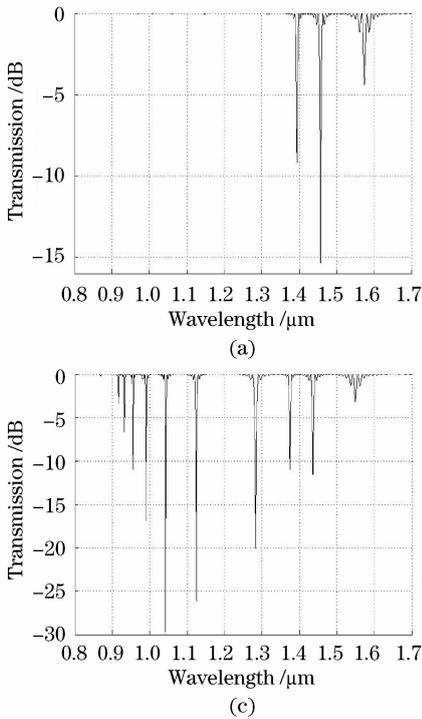


图5 透射谱比较。(a) $a=3$; (b) $a=4$; (c) $a=7$; (d) 1:1 振幅掩模板

Fig. 5 Transmission spectrum comparison. (a) $a=3$; (b) $a=4$; (c) $a=7$; (d) 1:1 amplitude mask

4 结 论

关于LPG刻写所用的高斯型光束的形状以及周期与光栅透射谱谐波状况的关系所作的讨论,得出了一些有用的结论。在用逐点法写入光栅时,给定周期下光束的宽度并非越窄越好,光束与周期间保持一个比较好的比例,既有利于变化向基波集中,又能比较有效地抑制谐波出现。当要写入的周期与原来相比有较大变化时,也应该相应地调整光束的聚焦程度。

参 考 文 献

1 Wang Jiuling, Rao Yunjiang, Zhu Tao. High-temperature and

种情况下系数在直流和基波上的分布不同造成的。

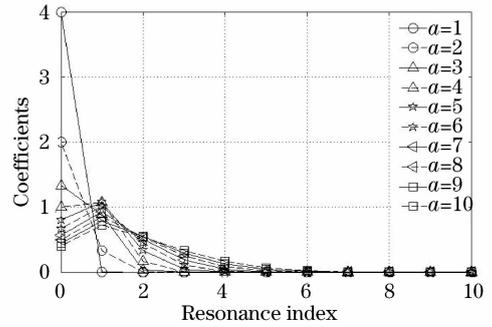
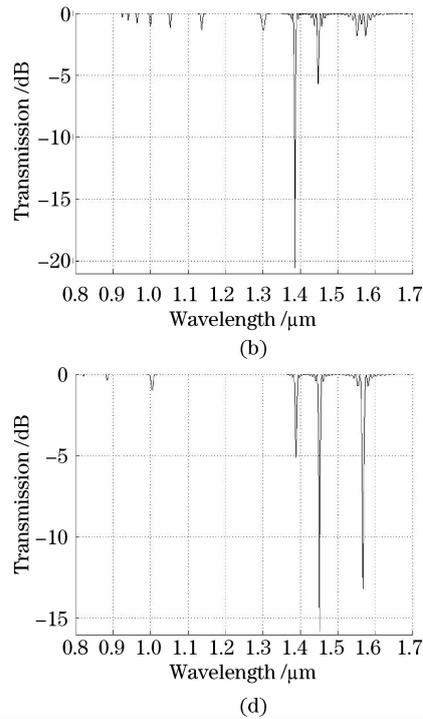


图4 给定 $\Lambda/a=1/4$ 时的展式系数

Fig. 4 Coefficients of the first 11 terms under given a with Λ/a of $1/4$



strain characteristics of long period grating with asymmetric refractive index profile in the cross section of fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 389~392

王久玲,饶云江,朱涛. 截面折变非对称型长周期光栅高温应变特性[J]. *中国激光*, 2007, **34**(3): 389~392

2 Wang Ruokun, Rao Yunjiang, Zhu Tao *et al.*. Polarization-dependent loss of long-period fiber grating fabricated by dual-side exposure method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(8): 1409~1413

王若崑,饶云江,朱涛等. 双面曝光长周期光纤光栅偏振相关损耗[J]. *光学学报*, 2007, **27**(8): 1409~1413

3 Zhao Hongxia, Bao Jilong, Chen Ying. Effect of bending curvature on transmission spectra of long period fiber gratings [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 722~725

赵洪霞,鲍吉龙,陈莹. 弯曲曲率对长周期光纤光栅透射谱特性的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 722~725

- 4 Mini Das, K. Thyagarajan. Dispersion compensation in transmission using uniform long period fiber gratings[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **190**:159~163
- 5 Li Bin, Tan Zhongwei, Liu Yan *et al.*. The dispersion of fiber gratings can be tunable by using nonuniform copper plating technology[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(12): 2133~2138
李彬, 谭中伟, 刘艳等. 利用非均匀镀铜技术实现光纤光栅的色散可调[J]. *光学学报*, 2007, **27**(12): 2133~2138
- 6 Seungin Baek, Sookyoung Roh, Yoonchan Jeong *et al.*. Experimental demonstration of enhancing pump absorption rate in cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers using pump-coupling long-period fiber gratings[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(5): 700~702
- 7 R. Falate, R. C. Kamikawachi, M. Müller *et al.*. Fiber optic sensors for hydrocarbon detection[J]. *Sensors and Actuators. B*, 2005, **105**: 430~436
- 8 Miroslav Chomát, Daniela Berková, Filip Todorov *et al.*. Bend sensing with long-period fiber gratings in capillaries embedded in structures[J]. *Sensors and Actuators. C*, 2008, **28**: 716~721
- 9 A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, L. B. Judkins *et al.*. Long-period fiber gratings as band-rejection filters[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1996, **14**(1): 58~65
- 10 Turan Erdogan. Fiber grating spectra [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294
- 11 D. B. Stegall, T. Erdogan. Dispersion control with use of long-period fiber gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, **17**(2):304~312
- 12 Turan Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997, **14**(8):1760~1773
- 13 Turan Erdogan. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters; errata[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, **17**(11):2113~2113
- 14 Xu Xinhua, Cui Yiping. Theoretical analysis and numerical calculation for the transmission spectrum of long-period fiber gratings with a rectangular index modulation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(1):96~101
徐新华, 崔一平. 矩形折射率调制型光纤光栅传输谱的理论分析及数值计算[J]. *物理学报*, 2003, **52**(1):96~101
- 15 Zheng Kai, Pei Li, Jian Shuisheng. Research on the characteristics of long-period fiber grating ultraviolet-written by amplitude mask[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(7):903~906
郑凯, 裴丽, 简水生. 振幅掩模紫外写入的长周期光纤光栅特性研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(7):903~906
- 16 M. Douay, W. X. Xie, T. Taunay *et al.*. Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1329~1342