

光纤 Bragg 光栅的研究*

郭玉彬

(长春邮电学院通信工程系 长春 130012)

葛 璜

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 分析了光纤 Bragg 光栅的特性,讨论了其结构参数。通过紫外光写入的方式,在普通单模光纤上制备了光纤 Bragg 光栅。典型的光纤 Bragg 光栅在 $1.56\mu\text{m}$ 波段的反射率达 99%,带宽 0.6nm。

关键词 紫外光写入 光纤 Bragg 光栅 准分子激光

1 引言

光纤 Bragg 光栅是一种用紫外激光直接写入法在单模光纤上刻有沿光纤轴向折射率变化光栅的新型光纤器件。自从 Hill 小组发现了掺锗光纤在 488nm 氩离子紫外激光辐照下产生光折变效应以来,对光纤材料折变机理及应用的研究做了大量的工作。由于光纤 Bragg 光栅具有有效的选频特性,与光纤通信系统易于连接且耦合损耗小。因此它在频域中呈现出丰富的传输特性。使其成为光纤器件的研究热点^[1,2,3]。

本文通过对普通光纤光敏特性的研究,结合实时观测手段,获得了适当的增敏及曝光条件,采用相位掩模法在普通含锗单模光纤上得到了紫外写入的光纤 Bragg 光栅。

2 光纤 Bragg 光栅设计原理

由于光纤 Bragg 光栅与光场发生耦合作用,当入射波长满足 Bragg 反射条件时,将有部分正向传输的光被耦合为反向传输模,并沿原光路返回。光纤 Bragg 光栅是在一个窄的或宽的波长范围反射,其反射率的高低由光栅的周期、长度以及光栅与光场的作用强度(耦合系数)决定。

* 邮电部邮电科技发展项目资助

收稿日期: 1998-07-23

修稿日期: 1998-09-28

已知在光纤中传播的导波模发生的相互作用可由耦合模理论来分析^[4], 一般情况下耦合模方程为

$$\frac{dA_k(Z)}{dZ} = -i \frac{\beta_k}{|\beta_k|} k_{kl}^{(m)} A_l \exp[i(\beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda)Z] \quad (1)$$

其中, Λ 是光纤 Bragg 光栅周期, A_k, A_l 为归一化模的复振幅, β_k, β_l 为第 k 和第 l 模的传播常数, $K_{kl}^{(m)}$ 为第 k 和第 l 模之间的耦合系数, 一般有

$$K_{kl}^{(m)} = \frac{\omega^2 \mu}{2 |\beta_k \beta_l|} P_k^* \epsilon_n P_l \quad (2)$$

其中 P_k, P_l 为平面波的单位极化矢量, ϵ_n 为周期性电介质微扰 $\Delta\epsilon(r, Z)$ 在 Z 方向的傅立叶级数展开式的第 m 个分量。由方程(1) 可知模式(k, l) 存在耦合的必要条件

$$\exp[i(\beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda)Z] dZ = 0 \quad (3)$$

即相位匹配条件

$$\beta_k - \beta_l - 2\pi m/\Lambda = 0 \quad (4)$$

由式(1) 可得出模 k 与模 l 存在耦合的另一条件是 $k_{kl}^{(m)}$ 不为零, 它依赖于波的偏振和模分布等。

通常认为, 光纤 Bragg 光栅的周期结构等效于一系列正弦函数的叠加, 即

$$\Delta n^2(r, Z) = \sum_m \alpha_m(r) \sin(2\pi m Z/\Lambda) \quad (5)$$

为简单起见, 且不失一般性, 取 $m = 1$, 即将其看成是严格的正弦函数皱纹形式, 如图 1 所示。

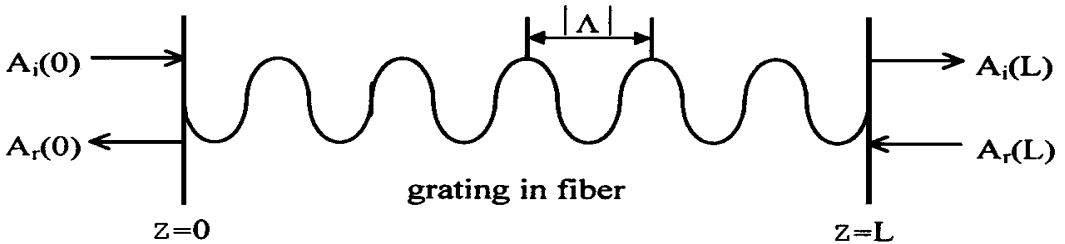


Fig. 1 Schematic of fiber Bragg grating

考虑光纤 Bragg 光栅中光波的两个模式, 一个入射模式, 一个反射模式, 也就是逆向耦合的模方程, $A_i(Z), A_r(Z)$ 分别为入射波和反射波的归一化振幅。设两个模式的传播常数分别为 β_i 和 β_r , k 为耦合系数^[5]。

$$k = \pi \delta n / \lambda_B \quad (6)$$

其中, δn 为光纤 Bragg 光栅折射率的调制深度, 即光栅幅度(一般为 $10^{-2} \sim 10^{-5}$ 量级)。 λ_B 为 Bragg 波长(即 $\delta\beta = 0$ 时的入射波长)。 n_{eff} 为纤芯有效模折射率, 如图 2 所示, $\beta_i > 0, \beta_r < 0$ 时

$$\delta\beta = \beta_i - \beta_r - 2\pi m/\Lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (7)$$

此时耦合方程变为^[6]

$$\frac{dA_i}{dZ} = -ikA_r \exp(i\delta\beta Z) \quad (8)$$

$$\frac{dA_r}{dZ} = -ik^* A_i \exp(i\delta\beta Z) \quad (9)$$

对式(8),(9)两边进行微商,并代入边界条件

$$A_i(0) = 1, A_r(L) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{dA_i}{dZ} = 0, \quad \frac{dA_r}{dZ} = ik \exp(-i\beta L) \quad (11)$$

解方程(8),(9),得到

$$A_i(Z) = \exp[-i(s\delta\beta/2)Z] \frac{S \cosh[S(L-Z)] + i(\delta\beta/2) \sinh[S(L-Z)]}{S \cosh(SL) + i(\delta\beta/2) \sinh(SL)} \quad (12)$$

$$A_r(Z) = \exp[-i(\delta\beta/2)Z] \frac{-ik^* \sinh[S(L-Z)]}{S \cosh(SL) + i(\delta\beta/2) \sinh(SL)} \quad (13)$$

其中, $S^2 = k^* k - (\delta\beta/2)^2$, 故两导模的归一化功率为

$$P_i(Z) = |A_i(Z)|^2 = \frac{kk^* \sinh^2[S(Z-L)]}{\delta\beta^2/4 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad (14)$$

$$P_r(Z) = |A_r(Z)|^2 = \frac{\{(\delta\beta^2/4 \sinh^2[S(Z-L)] + S^2 \cosh^2[S(Z-L)])\}}{\delta\beta^2/4 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad (15)$$

光纤 Bragg 光栅的反射率为

$$R = \left| \frac{A_r(0)}{A_i(0)} \right|^2 = \frac{k^* k \sinh^2(SL)}{S^2 \cosh^2(SL) + (\delta\beta/2)^2 \sinh^2(SL)} \quad (16)$$

若光栅结构适当,使 $\delta\beta = 0$,即满足相位匹配条件时,两导模的功率为

$$P_i(Z) = |A_i(Z)|^2 = \frac{\sinh^2[|k|(Z-L)]}{\cosh^2[|k|L]} \quad (17)$$

$$P_r(Z) = |A_r(Z)|^2 = \frac{\cosh^2[|k|(Z-L)]}{\sinh^2[|k|L]} \quad (18)$$

P_i 、 P_r 的曲线如图 2。可见,坐标 Z 从 0 变到 L , 正向传输模的功率 $P_i(Z)$ 从最大值到零; 而反向传输模的功率 $P_r(Z)$ 从零变到最大值。说明在耦合区内,正向传输模的功率被耦合到了反向传输模中。由式(15)、(17)可以得到满足相位匹配条件时的反射率。

$$R = \left| \frac{P_r(0)}{P_i(0)} \right| \tanh^2 |k| L \quad (19)$$

将光纤 Bragg 光栅的耦合系数 k 代入式(19),得最大中心反射率

$$R_{\max} = \tanh^2(\pi\delta nL/\lambda_B) \quad (20)$$

(19)式表明反射率是常量为 $(|k|L)$ 的双曲正切函数的平方。由式(16)可知,光纤 Bragg 光栅可作为选频反射器,其反射率和带宽由 δn 和 L 决定,根据反射率 R 的大小有强弱光栅之分。只要光栅足够长,总可以使反射率 $R = 1$ 。当不满足相位匹配条件时,反射率会显著变小。

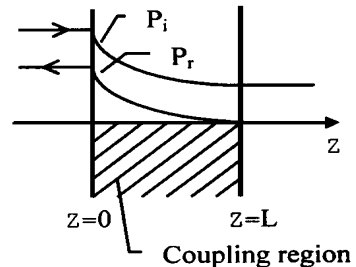


Fig. 2 Coupling schematic of transmission modes in grating coupling region

在光纤 Bragg 光栅反射滤波器中往往取正反向波传输常数相等,则由相位匹配条件可将式(4)写为

$$\beta = \frac{m\pi}{\Lambda} \quad (21)$$

光纤 Bragg 光栅可以将正向传输的模式向反向传输模式耦合,两模式必须满足相位匹配条件

$$\beta_i - \beta_r = 2\pi/\Lambda \quad (22)$$

将模有效折射率 $n_{eff} = \beta/k_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda_B$, $k = \frac{\pi\delta n}{\lambda_B}$ 代入,

则得其 Bragg 反射峰值波长 λ_B 与光纤 Bragg 光栅周期 Λ 的关系为

$$\lambda_B = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (23)$$

上式为 Bragg 反射条件。可见,改变光栅周期 Λ 和有效折射率 n_{eff} 均可以改变 Bragg 波长。对两个参量之一进行调制就可制成 Bragg 光栅。

反射谱由两个重要的参数决定: Bragg 光栅带宽 $\Delta\lambda$ 和峰值反射率 R 。这些参数是光栅长度 L 、折射率调制深度 δn 和 Bragg 波长 λ_B 的函数。Bragg 波长反射峰值带宽(FWHM)可写为^[7]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = \frac{\Delta\nu}{\nu_B} = S \sqrt{\left(\frac{\delta n}{2n_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2} = S \sqrt{\left(\frac{\delta n}{2n_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2} \quad (24)$$

$$\Delta\lambda = \lambda_B \sqrt{\left(\delta n/2n_{eff}\right)^2 + (1/N)^2} \quad (25)$$

其中, ν_B 为 Bragg 频率。 N 为光栅面个数(即光栅周期数),对反射率接近 100% 强反射光栅 $S = 1$, 而弱反射率光栅 $S = 1.5$ 。由此可见,一个光纤折射率周期性变化的光栅可以反射以 Bragg 波长 λ_B 为中心带宽 $\Delta\lambda$ 以内的一切波长。这里引用近似带宽^[4] $\Delta\beta = 4|k|$, 简单的计算可得

$$\Delta\lambda = \frac{2\pi C \Delta\omega}{\omega_B^2} = 2\delta n \Lambda \quad (26)$$

对强光栅,即调制度 δn 较大的情况下是一种较好的近似。

等间隔周期光栅具有接近于 1 的峰值反射率以及极窄的反射半宽。由上式可知, R 和 $\Delta\lambda$ 主要决定于光栅长度 L 和折射率变化量 δn , L 受制作工艺影响一般不超过 25mm(太长光纤光栅受环境影响较严重),所以对 R 和 $\Delta\lambda$ 起决定作用的参量是折射率变化量 δn 。

表征光纤 Bragg 光栅性能的主要指标为:(1) 中心波长反射率 R ; (2) 反射带的半宽度; (3) 光栅边带的抑制; (4) 插入损耗。影响这些性能的因素很多,如剩余包层 b 越小,光栅刻的越深,则反射率越大;但随着剩余包层的减小,光纤 Bragg 光栅损耗增加。随着光栅深度增加,光纤 Bragg 光栅线宽加大。因此,同时得到高反射率和窄线宽的光纤 Bragg 光栅是很困难的,应以设法增加刻蚀光栅长度的方法来获得高反射率的光纤 Bragg 光栅,并合理设计各结构参数,达到最优化设计。

3 光纤 Bragg 光栅制作实验及结果

3.1 实验装置与方法

本文采用的相位掩模法^[8,9,10]是制作光纤 Bragg 光栅的主要方法。根据菲涅耳近场分布计算可知,准相干光经过具有一定空间周期分布的位相光栅后可形成 0 级与 ± 1 级等高阶衍射。利用其中的任意两束都可以在光栅后表面附近的近场范围内形成干涉条纹。相位掩模法利用特殊的位相掩模(即相位光栅)结合不同入射角选择,抑制其中较强且又不需要的衍射束,留下两个等强度的较强衍射束,可获得对比度较高的干涉条纹。其主要方法有两种,一种是激光垂直掩模板方向,此时 0 级衍射被抑制, ± 1 级衍射相等,其能量可达 37% 以上;另一种方式是激光以与掩模板法向间夹角 θ 入射,此时 0 级透射光束与 +1 级衍射束光强相等,通过掩模板的两束光在菲涅耳近场区发生干涉,产生的干涉条纹周期为掩模板周期的一半。

这种方法所制备的光纤光栅的 Bragg 波长与光源的波长无关。相位掩模光栅衍射图样的周期不依赖于入射光波长,与辐照的角度无关,只与相位光栅的周期 Λ 有关。对于光纤与掩模之间的校准状况不敏感,对光路稳定性要求也较低,对辐照光源的瞬间相干性要求也较为放松。总之,相位掩模法工艺稳定、易于准直、重复性好,大大简化了光纤 Bragg 光栅制造系统,提高了成栅的效率,提高了光栅的质量。适于大批量生产光纤 Bragg 光栅。

本实验是在德国 LAMBDA PHYSIK 公司生产的 COM Pex 150T KrF 准分子激光器上进行的,该激光器具有高输出功率($\sim 20\text{W}$),高脉冲能量($\sim 450\text{mJ}$),窄线宽($< 3\text{pm}$),发散角小($< 0.2\text{mrad}$)以及高时空相干性等特点。

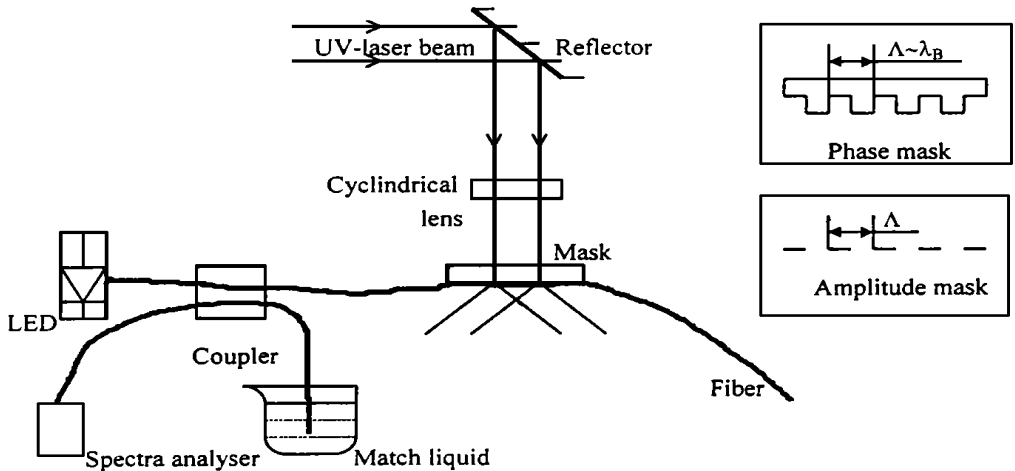


Fig. 3 Experimental setup for the fabrication of fiber Bragg gratings

采用相位掩模法制作折射率周期分布的 Bragg 光栅的实验装置图如图 3 所示。实验装置制作部分由准分子激光器、准直系统、柱状透镜和振幅掩模板组成。为了进一步提高光的空间相干性,在光纤束后加了准直系统。光束经过准直后,由全反射镜反射经柱形透镜聚焦,用来进一步调解曝光能量密度,后通过相位版照射到实验用的光纤上。

KrF 准分子激光器的输出波长为 248nm, 光斑的面积为 $10 \times 20\text{mm}^2$, 来自准分子激光器的紫外脉冲激光垂直入射到消零级衍射相位掩模板上。其 ± 1 级衍射相等, 能量可达 37% 以上。因而准分子激光透过掩模板分成两束 (± 1 级衍射), 相干形成一个光强分布场。这一分布场直接照射到一根掺 B-Ge 光敏单模石英光纤上。由于掺 Ge- 光纤的光致折变效应, 使得纤芯折射率呈周期性的分布而形成 Bragg 反射光栅。

光纤 Bragg 光栅利用相位掩模板在氢载的普通光纤上制作而成。Bragg 中心波长位于 1550nm。实验所用的光纤是普通商用的 $9\mu\text{m}$ 芯径的单模通信光纤。为提高其紫外光敏性, 实验前采用载氢增敏的方法^[11,12]。在室温、 $1.52 \times 10^4\text{Pa}$ 氢气中处理了约 7 周。结果表明, 经过这样长时间的载氢处理, 纤芯中的氢溶解度已达到其饱和值, 处理后的光纤在 96hr 内有足够的光敏性。

在曝光过程中, 入射到掩模上的单脉冲能量密度可以通过调节准分子激光器的放大器或谐振腔的电压来控制。由于在振幅调制准分子激光的照射下, 掺氢增敏的商用掺锗光纤纤芯折射率会发生周期性变化。传播于其纤芯内部的光将在特定波长附近与包层模耦合, 在进一步的传输中损耗。光纤 Bragg 光栅的生长特性用宽带光源和光谱分析仪观测透射谱的损耗峰进行实时监测。选用机械电子工业部第十三研究所研制的 GXF001 型掺铒光纤放大器(EDFA) 在 0dBm 输入时 ASE 发射谱作为宽带光源。波长范围 1530 ~ 1560nm, 饱和输出功率 > 15dBm, 输入光功率 -4 ~ +7dBm, 光功率输出稳定度 < + / - 0.1dB。噪声系数 < 6 ($P_{in} = 0\text{dBm}$, $P_{out} = 16\text{dBm}$, @ 1550nm)。增益平坦度 $\pm 0.5\text{dB/nm}$ ($P_{in} = 0\text{dBm}$)。当泵浦功率 40mW 时, 输出光功率 4.95mW。并采用 Advantest Q8381 型光纤光谱分析仪, 工作波长范围 0.6 ~ 1.75 μm , 分辨率 0.1nm。随时观测并记录紫外写入过程中光谱的变化, 找出变化规律, 得到形成光纤 Bragg 光栅的最佳条件。可以通过观测光纤后透射光总强度来初步判定光纤 Bragg 光栅的形成情况, 并确认光纤光栅形成的最佳时机。

由于纤芯折射率的改变量与照射能量在一定范围内成线性关系。因此, 通过延长曝光时间可以在一定程度上弥补吸收效率的不足。摸索最佳光纤增敏条件以及曝光强度和曝光时间, 保证光纤与光场干涉条纹严格垂直。同时, 减小曝光中的微小震动将有助于提高其反射率, 降低反射半宽。

3.2 结果与讨论

利用光纤光谱分析仪测试光纤 Bragg 光栅的透射光谱。可见光纤 Bragg 光栅已经形成, 并且发生了纤芯与包层之间的明显能量传递。光纤 Bragg 光栅的反射率随照射时间的增加而增大。达到一定值后, 在一段时间内维持不变。随后再次随照射时间的增加而增加, 达到最大值后, 反射率开始下降。由公式可推算出耦合系数 $k = 3.6 \times 10^2\text{m}^{-1}$, 折射率的实际变化量约为

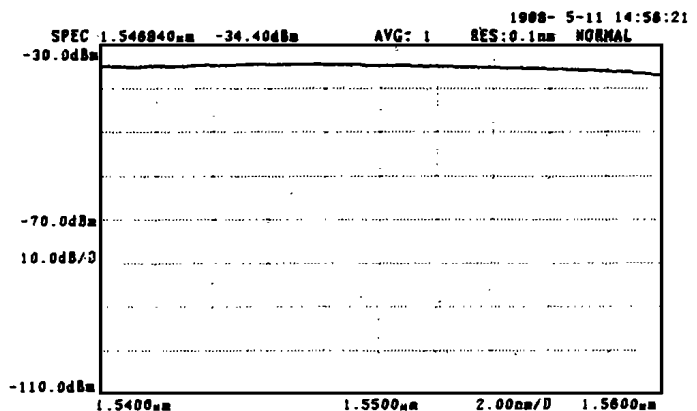


Fig. 4 Emission spectrum of Er^{3+} -doped fibers

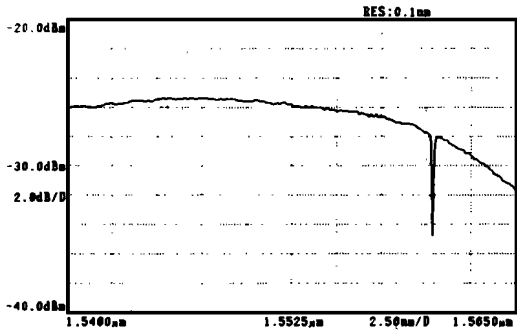
2×10^{-4} 。

根据应用项目的要求, 所研制的光纤 Bragg 光栅结果如下:

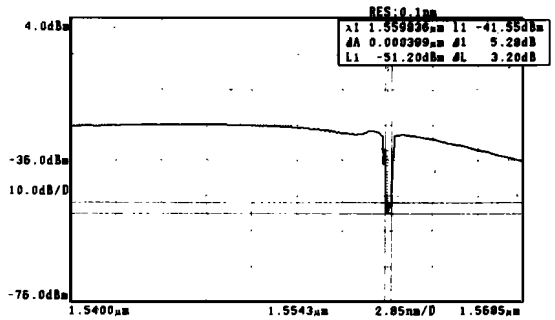
1. 用作掺铒光纤激光器(EDFL) 谐振腔的输出选频器, 利用掺铒光纤荧光谱的较平坦波段 1540nm ~ 1560nm 作为发射谱, 如图 4 所示。光纤 Bragg 光栅透射谱如图 5(a) 所示。光纤 Bragg 光栅峰值透射率为 -5 dB (反射率 68%), 其中心波长 1560.35nm, 3dB 带宽为 0.13nm。在大于 1560nm 波段, 光纤 Bragg 光栅透射谱基线呈下降趋势。这主要是由于荧光谱发射强度在大于 1560nm 波段下降所造成的。

2. 用作密集波分复用的光纤 Bragg 光栅滤波器, 其透射谱如图 5(b) (中心波长 1559.84nm, 带宽 0.399nm) 和图 5(c) (中心波长 1558.6nm, 带宽为 0.285nm) 所示。光纤 Bragg 光栅峰值透射率均 < -20dB (反射率 > 99%)。

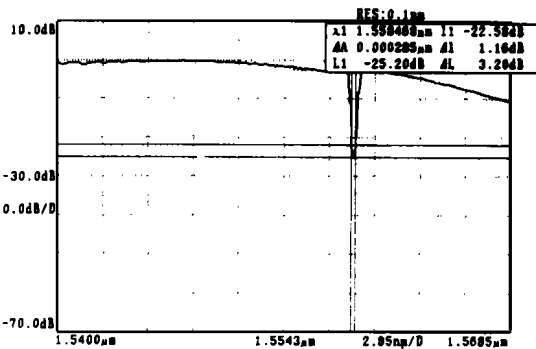
3. 用作 EDFL 谐振腔的全反射器, 其透射谱如图 5(d) 所示。光纤 Bragg 光栅峰值透射率 < -20dB (反射率 > 99%), 中心波长 1560.65nm, 带宽 0.6nm。边瓣得到充分抑制, 且重复性良好。



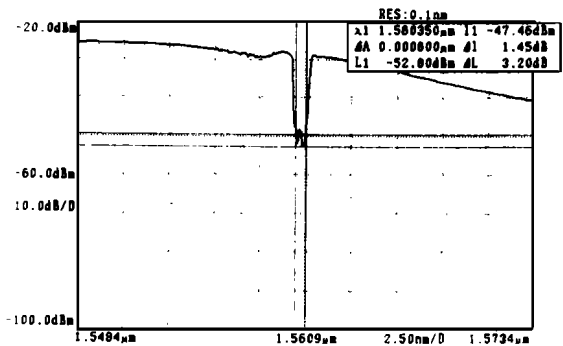
(a) $\lambda_B = 1560.35\text{nm}$, $\lambda = 0.13\text{nm}$



(b) $\lambda_B = 1559.84\text{nm}$, $\lambda = 0.399\text{nm}$



(c) $\lambda_B = 1558.6\text{nm}$, $\lambda = 0.285\text{nm}$



(d) $\lambda_B = 1560.65\text{nm}$, $\lambda = 0.6\text{nm}$

Fig. 5 Transmission spectrum of fiber Bragg gratings

感谢机械电子工业部第十三研究所光电专业部秦志强高级工程师在光纤 Bragg 光栅测试过程中给予的大力协助。

参 考 文 献

1 Bennion I, Williams J A R, Zhang L, et al. UV-written in-fiber Bragg gratings. Optical and Quantum

- Electronics, 1996, 28(2): 93 ~ 135
- 2 Ragdale C M, Reid D C J, Bennion I. Fiber grating devices. Proc SPIE. 1989, 1171: 148 ~ 156
 - 3 Campbell R J, Kashyap R. The properties and applications of photosensitive germanosilicate fiber. Int J Optoelectron, 1994, 9(1): 33 ~ 57
 - 4 Ariv A, Yeh P, 于荣金等. 晶体中的光波. 北京: 科学出版社, 1991: 383 ~ 390
 - 5 Agrawal G P, Radic S. Phase-shifted fiber gratings and their application for wavelength demultiplexing. IEEE Photonics Technology Lett, 1994, 6(8): 995 ~ 997
 - 6 秦秉坤, 孙雨南. 介质波导及其应用. 北京: 北京理工大学出版社, 1991: 118 ~ 198
 - 7 Russell P S, et al. Fiber gratings. Physics World, 1993, 6(10): 41 ~ 46
 - 8 Kashyap R, McKee P F, Armes D. UV Written reflection grating structures in photo-sensitive optical fibers using phase shifted phase masks. Electro Lett, 1994, 30(23): 1977 ~ 1978
 - 9 Martin J, Ouellette F. Novel writing technique of long and highly reflective in-fiber gratings. Electronics Letters, 1994, 30(10): 811 ~ 812
 - 10 Anderson D Z, Mizrahi V, Erdogan T, et al. Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element. Electro Lett, 1993, 29(6): 566 ~ 568
 - 11 Broer M M, Cone R L, Simpson J R. Ultraviolet-induced distributed-feedback gratings in Ce³⁺-doped silica optical fibers. Optics Letters, 1991, 16(18): 1391 ~ 1393
 - 12 Niay P, Bernage P, Legoubin S, et al. Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibers: writing and erasing experiments using pulsed or cw UV exposure. Optics Communications, 1994, (113): 176 ~ 192

Fabrication of Fiber Bragg Grating

GUO Yu-Bin¹, GE Huang²

(¹ Department of Communication Engineering,

Changchun Institute of Posts and Telecommunications, Changchun 130012)

(² Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Abstract

The characteristics of fiber Bragg grating are analysed, and its structural parameters are discussed. The fiber Bragg gratings is fabricated on general monomode fibers by UV-writing method. Their typical performances are as follows: 99% reflectivity and 0.6nm bandwidth (FWHM) at 1.56 μ m region.

Key words: UV-writing, Fiber Bragg grating, Excimer laser

郭玉彬 男, 1962年生, 长春邮电学院通信工程系副教授, 博士后。主要从事光电子及光通信领域的教学和科研工作。