

用于单频光纤激光器的光纤光栅双腔 Fabry-Perot 结构传输谱特性理论研究^{*}

许 鸥[†] 鲁韶华 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2008 年 3 月 13 日收到, 2008 年 4 月 11 日收到修改稿)

分析了基于光纤光栅的全光纤型双腔 Fabry-Perot (F-P) 结构传输谱特性. 理论推出了两腔 F-P 结构传输率具体计算公式, 给出在光栅中心波长处产生单谐振传输峰时, 腔长与组成光栅反射率各需满足的条件. 基于理论分析结果, 分两部分数值模拟了对称及非对称两腔 F-P 结构传输谱, 讨论了计算结果并给出定性的解释. 总结了腔长及光栅长度、折射率调制深度的设计原则. 结论表明, 当单腔 F-P 结构腔长增大到阻带内出现多个谐振峰时, 通过合理选取两腔结构的腔长及光栅参数, 双腔 F-P 结构能够在整体长度不变条件下, 抑制中心波长两侧的次谐振峰, 而中心波长处的主谐振峰不受影响.

关键词: 光纤光栅, Fabry-Perot 结构, 光纤激光器

PACC: 4280S, 4280F, 4255N, 4281

1. 引 言

性能稳定的单频光纤激光器是光通信、光传感系统及其他许多应用领域的关键器件. 由于光纤激光器与光纤系统易于兼容, 且设计灵活、结构紧凑、体积小、重量轻、散热性能好, 一直是近年来的研究热点. 随着稀土掺杂光纤的深入研究及光纤光栅写入技术的日益成熟, 基于光纤光栅的稀土掺杂光纤激光器受到了研究者的关注. 利用光纤光栅的窄带反射特性, 在各种光纤激光器结构中, 常使用一对中心波长相同的光栅作为谐振腔实现选频和反馈放大的作用^[1-3].

直接在增益光纤上写入一对光栅构成的光纤激光器是一种线形腔结构, 具有腔内损耗低、阈值低、制作简单、重复性好等优点^[3-5]. 为了避免模式跳变, 保证单频率操作, 这类激光器的腔长一般很短, 大多数为短短几个厘米^[5, 6]. 而腔长减小将引起抽运光吸收不充分, 导致低的激光器效率和输出能量^[4, 6, 7]. 这对矛盾成为需要解决的主要问题. 高掺

Er 或混合稀土掺杂光纤如 Er-Yb 共掺是两种解决方法. 但纤芯中 Er 离子浓度过大会导致浓度淬灭和晶化, 降低放大效率^[7, 8], 另外制作 Er-Yb 共掺光纤时, 为了提高 Yb³⁺ 与 Er³⁺ 之间的能量转换效率, 常需要纤芯以硅酸盐玻璃作为基质, 纤芯周围环绕一掺锗石英层以增强光敏性^[7, 9], 因此制作过程较为复杂. 本文提出一种简单直接的方法: 采用双腔 Fabry-Perot (F-P) 结构代替常用单腔 F-P 结构, 来平衡激光器单频操作与抽运光吸收效率这对矛盾.

本文首先理论推导了基于光纤光栅的双腔 F-P 结构传输率解析表达式, 由此得到在光栅中心波长处产生传输率为 1 的谐振峰时, 腔长与组成光栅反射率需满足的条件. 在此基础上, 分两部分模拟计算并分析了对称及非对称双腔结构传输谱特点, 对比整体长度相同的单腔 F-P 结构得出结论: 当单腔结构阻带内出现多个谐振峰时, 通过合理设计两个腔的长度及光栅反射率, 双腔结构能够保证只有中心波长处出现谐振峰, 而其余次峰被有效抑制. 另外, 对于如何选择腔长及光栅长度、折射率调制深度给出了讨论和说明.

^{*} 国家高技术研究发展计划(863)(批准号: 2007AA01Z258), 国家自然科学基金(批准号: 60771008) 和新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-06-0076)资助的课题.

[†] E-mail: aliceseaer@163.com

2. 理 论

图 1 为基于光纤 Bragg 光栅的全光纤型双腔 F-P 结构示意图. 如图所示,一段光纤上间隔写入三个均匀光栅(G_1, G_2, G_3), 2 段未写入光栅的光纤为此结构的 2 个谐振腔(L_1, L_2). 采用传输矩阵来分别表示光在光栅及光纤中的传播. 在光纤中,一段周期为 Δ , 长度为 l 的均匀光栅可以用传输矩阵 T_G 来表示^[10]

$$[T_G] = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{12}^* & G_{11}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/t & r^*/t^* \\ r/t & 1/t^* \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$G_{11} = \cosh(\gamma_B l) - i \frac{\Delta}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B l), \quad (2)$$

$$G_{12} = -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B l), \quad (3)$$

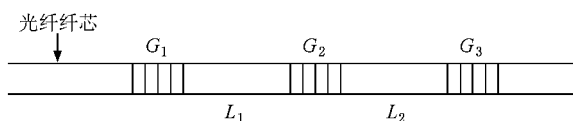


图 1 双腔 F-P 结构示意图

其中 Δ 表示总的“直流”自耦合系数, κ 为“交流”耦合系数, $\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \Delta^2}$. $r = G_{21}/G_{11}$ 为光栅的幅度反射系数, $t = 1/G_{11}$ 为幅度传输系数.

而一段长度为 L 的光纤可以用矩阵 C 表示为

$$[C] = \begin{bmatrix} P^{-1} & 0 \\ 0 & P \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中 $P = \exp(ik_0 n_{\text{eff}} L)$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, n_{eff} 为有效折射率.

有了(1)和(4)式, 包含有 3 段光纤光栅, 2 个谐振腔的 F-P 结构通用传输矩阵 T 即为这两式的交替连乘

$$\begin{aligned} [T] &= \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = [T_{G1} \mathbf{I} C_1 \mathbf{I} T_{G2} \mathbf{I} C_2 \mathbf{I} T_{G3}] \\ &= \begin{bmatrix} 1/t_1 & r_1^*/t_1^* \\ r_1/t_1 & 1/t_1^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_1^{-1} & 0 \\ 0 & P_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/t_2 & r_2^*/t_2^* \\ r_2/t_2 & 1/t_2^* \end{bmatrix} \\ &\quad \times \begin{bmatrix} P_2^{-1} & 0 \\ 0 & P_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/t_3 & r_3^*/t_3^* \\ r_3/t_3 & 1/t_3^* \end{bmatrix}, \quad (5) \end{aligned}$$

由此得到双腔 F-P 结构的幅度传输系数

$$t_{F-P} = \frac{1}{T_{11}}$$

$$= \frac{t_1 t_2 t_3 P_1 P_2}{1 + \frac{t_1}{t_1^*} r_1^* r_2 P_1^2 + \frac{t_2}{t_2^*} r_2^* r_3 P_2^2 + \frac{t_1 t_2}{t_1^* t_2^*} r_1^* r_3 P_1^2 P_2^2}, \quad (6)$$

式中 r_1, r_2, r_3 与 t_1, t_2, t_3 分别为三段光栅的幅度反射与透射系数, $P_1 = \exp(ik_0 n_{\text{eff}} L_1)$, $P_2 = \exp(ik_0 n_{\text{eff}} L_2)$, L_1, L_2 为两段间隔光纤的长度, 即两腔长.

对于光纤激光器来说, 减小谐振腔的长度可以减少腔内模式数量, 稳定激光输出, 但腔长减小同时带来了腔增益减小、抽运光转换效率不足的问题. 当腔长减小到一定程度时, 腔内只允许一个模式运转, 定义单模运转的最大腔长值为阈值腔长. 因此, 需要在保证单模运转的条件下尽量增大阈值腔长, 争取得到大的腔增益. 基于光纤光栅的 F-P 腔与普通镜面 F-P 腔的不同之处在于, 光纤光栅只能在其带宽内产生反射, 且反射率大小为波长相关的值. 由于光栅反射光谱的对称性, 当在其 Bragg 波长处单模运转时, 允许最大的阈值腔长^[3]. 故取组成双腔 F-P 结构的三个光纤光栅都具有相同的中心反射波长 λ_B , 并希望双腔结构能够在 λ_B 处出现谐振. 由(6)式得到 $\lambda = \lambda_B$ 时的传输率为

$$\begin{aligned} T_{F-P} &= t_{F-P} \cdot t_{F-P}^* \\ &= (1 - R_1)(1 - R_2)(1 - R_3) \left/ \left(1 + R_1 R_2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + R_2 R_3 + R_1 R_3 + 2\sqrt{R_1 R_2}(1 + R_3) \cos(2\phi_1) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2\sqrt{R_2 R_3}(1 + R_1) \cos(2\phi_2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2\sqrt{R_1 R_3} \cos(2\phi_1 + 2\phi_2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2\sqrt{R_1 R_2} \sqrt{R_3} \cos(2\phi_1 - 2\phi_2) \right) \right), \quad (7) \end{aligned}$$

式中 $R_1 = r_1 \cdot r_1^*$, $R_2 = r_2 \cdot r_2^*$, $R_3 = r_3 \cdot r_3^*$ 为两端及中间光栅的反射率, $\phi_1 = 2\pi n_{\text{eff}} L_1/\lambda_B$, $\phi_2 = 2\pi n_{\text{eff}} L_2/\lambda_B$. 由于本文希望在波长 λ_B 处传输率为 1, 即 $T_{F-P} = 1$, 且为简化结构, 取 $R_1 = R_3$. 观察发现若令 $\cos(2\phi_1) = \cos(2\phi_2) = -1$ (7)式可简化为

$$\begin{aligned} T_{F-P} &= \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - R_1)(1 - R_2) + [\sqrt{R_2}(1 + R_1) - 2\sqrt{R_1}]^2}. \quad (8) \end{aligned}$$

从(8)式中容易得出要想中心波长处传输率为 1, 须满足

$$\sqrt{R_2}(1 + R_1) - 2\sqrt{R_1} = 0,$$

或为

$$R_2 = \frac{4R_1}{(1 + R_2)^2}. \quad (9)$$

而两腔长大小可由 $\cos(2\phi_1) = \cos(2\phi_2) = -1$ 得到

$$L_1 = \frac{(2m + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}}, L_2 = \frac{(2n + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}}, \quad (10)$$

其中 m, n 为任意正整数, 当 $m = n$ 时表示此双腔结构是对称的, 即两个腔等长, $m \neq n$ 则表示非对称结构. 也就是说在同时满足(9)和(10)式的条件下, 两腔 F-P 结构能够在反射带宽内中心波长 λ_B 处形成单峰谐振. 在下面的数值模拟中, 将对这里推出的条件进行验证.

3. 数值模拟与讨论

对于普通单腔 F-P 结构, 谐振腔长度的设计十分关键, 需要在保证单纵模条件下尽可能增加长度, 以增强腔增益和抽运光吸收效率. 由于腔长增加将导致模式间隔变窄, 其增加量十分有限. 引入双腔 F-P 结构旨在改进单腔结构的纵模间隔特性, 目的在于当腔长增加到一定程度, 单腔结构无法实现单纵模时, 整体长度相同的双腔结构则能够保持单频操作特性. 下面分两部分分别讨论对称及非对称双腔 F-P 结构的传输特性、设计方法, 以及与单腔结构的比较说明.

如前所述, 组成双腔结构的三个 FBG 具有相同的中心波长, 在下面的数值模拟中统一取为 1550 nm, 光纤的有效折射率 $n_{\text{eff}} = 1.45$. 写入光栅后, 光栅所在位置的平均折射率变为 $n_{\text{eff}} + \overline{\delta n_{\text{eff}}}$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 表示光栅的平均“直流”折射率改变量. 每个组成光栅的反射率由其长度及折射率调制深度 $\Delta n = \nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 共同决定, ν 为折射率改变的条纹可见度, 一般情况下取值为 1.

3.1. 对称双腔结构传输谱特点及其设计

首先, 考虑一个单腔 F-P 结构. 对单腔结构来说, 令(7)式中 $R_1 = R_3, R_2 = 0, \phi_1 = \phi_2 = \phi/2$ 即可得到其传输率为

$$T_{\text{F-P}} = \frac{(1 - R_1)^2}{(1 - R_1)^2 + 2R_1[\cos(2\phi) + 1]}. \quad (11)$$

因此 $\cos(2\phi) = -1$ 时传输率为 1, 与(10)式类似, 即当腔长 $L = \frac{(2k + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}}$, k 为任意正整数时, 能够在中心波长处产生单峰谐振, 此结论与文献[3]中得到

的结论相一致.

取两光栅长度为 20 mm, $\Delta n = 4 \times 10^{-5}$, 腔长 $L = \frac{(2 \times 37600 + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}} \approx 20.096818$ mm, 得到单腔 F-P 结构透射谱为图 2 所示, 明显发现在光栅阻带内出现了三个传输率几乎为 1 的谐振峰, 分别位于 Bragg 波长 1550 nm 及其两侧的 1549.975 和 1550.025 nm 处. 说明此腔长已经无法保证阻带内只有单谐振峰出现, 此时结构的总长度为两光栅长度与腔长之和, 约为 60.1 mm. 下面给出采用对称双腔结构能够在总长度几乎不变的情况下, 保证阻带内只有 Bragg 波长处单峰谐振.

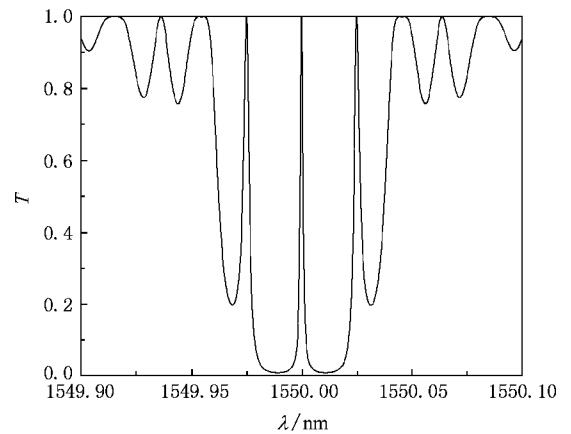


图 2 单腔 F-P 结构透射谱

取对称双腔 F-P 结构的两个腔长同为 $L = \frac{(2 \times 18800 + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}} \approx 10.048543$ mm, 约为上面单腔结构腔长的一半, 且满足前面分析得到的(10)式. 组成双腔结构的三个光栅长度分别为 l_1, l_2, l_3 , 且有 $l_1 = l_3$, 同时 $2l_1 + l_2 = 40$ mm, 即三个光栅长度之和与单腔结构两光栅总长相等. 根据理论分析结果, 令两端头的光栅性质完全相同, 取 $\Delta n_1 = \Delta n_3 = 4 \times 10^{-5}$. 为了系统化分析过程, 定义光栅长度比例参数 $s = 2l_1/l_2$, 当取不同 s 值时, 通过调整中间光栅的折射率调制深度 Δn_2 以满足(9)式所要求的反射率关系.

图 3(a)–(d)为 s 分别取 3, 4, 7, 9 时计算得到的双腔 F-P 结构透射谱(实线)及其组成光栅的反射谱图(两端光栅反射谱为虚线, 中间光栅为点线). 明显观察到阻带内只有 1550 nm 处出现传输率为 1 的谐振峰, 而单腔结构中 1550 nm 两侧的谐振峰在此被有效地抑制了. 仔细观察图 3 可以看出, 双腔

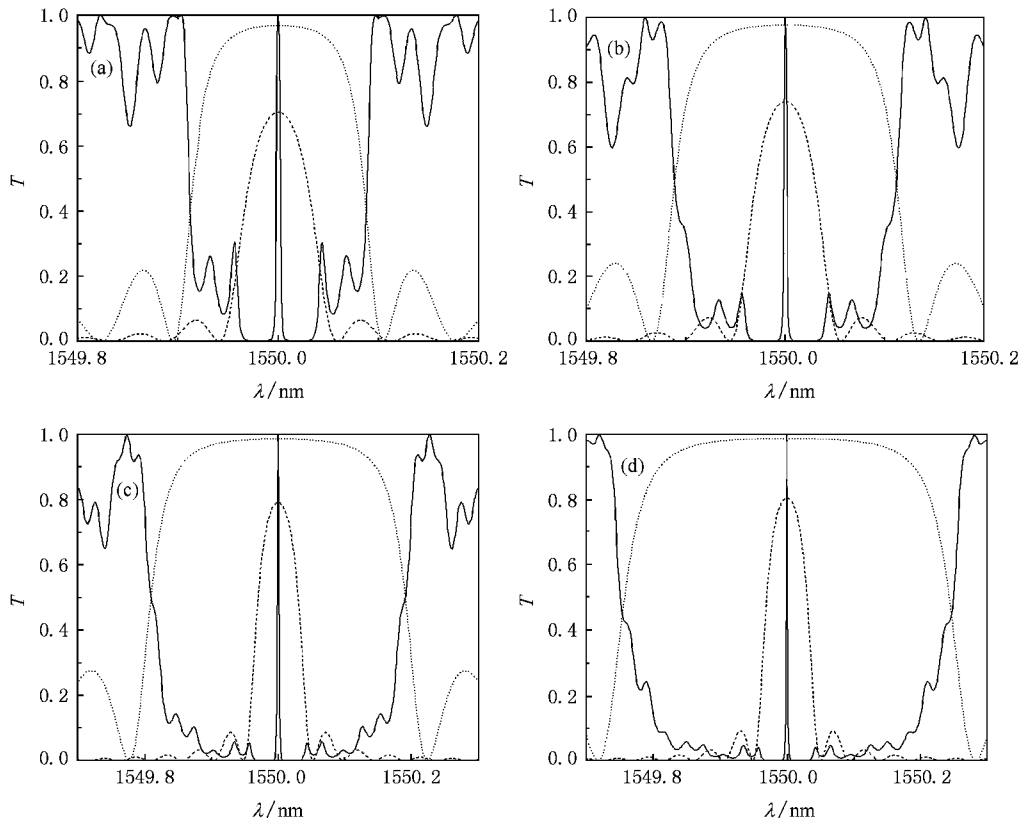


图3 对称双腔 F-P 结构透射谱 (a) $s=3$ (b) $s=4$ (c) $s=7$ (d) $s=9$

结构的次谐振峰出现于 1550 nm 两侧距离中心波长约 0.05 nm 处,而图 2 所示单腔结构主次谐振峰约相隔 0.025 nm,这是由于双腔结构中每个腔长约为单腔结构腔长的一半,而 F-P 结构自由谱间隔 (FSR) 与腔长大小成反比,因此腔长减小导致间隔增大.另外发现,1550 nm 两侧第一对次谐振峰呈现出分叉的特点,且随着 s 的增大整体变小,这种现象是因为双腔结构透射谱阻带内,只有中心波长处的中间光栅与两端光栅反射率满足(9)式,而在次谐振峰波长处(9)式不再满足,且随着 s 增大,该波长处 R_1 与 R_2 越来越偏离(9)式所要求满足的关系.而且从图 3 中可以看出,透射谱中阻带宽度随着 s 的增大而不断变宽,阻带半宽近似等于中间光栅反射谱的 3 dB 带宽.由于 s 变大意味着两端头光栅长度增加,中间光栅长度变短,为了确保(9)式成立,中间光栅的折射率调制深度 Δn_2 从 $s=3$ 时的 1.2×10^{-4} 增加到 $s=9$ 时的 3.6×10^{-4} ,因此中间光栅的带宽不断加宽而两端光栅则不断变窄.同时,1550 nm 处谐振峰的 FWHM 也随着 s 增大而变窄,说明选频能力得到了加强.因此综合上面的分析,得出结论:在保证(9)和(10)式成立且器件整体长度不变的基础上,增

加两端光栅长度同时减小中间光栅长度能够得到较为理想的选频性能.

若 s 值取定,腔长不变,在满足(9)式的条件下整体增大或减小三个光栅的折射率调制深度,双腔结构的谱型也会发生相应的改变.设定 $s=7$, $L=10.048543$ mm,取 Δn_1 分别为 2×10^{-5} (点线), 4×10^{-5} (虚线), 6×10^{-5} (实线),为满足(9)式,相应的 Δn_2 为 1.4×10^{-4} , 2.8×10^{-4} , 4.2×10^{-4} 得到双腔结构透射谱如图 4 所示.图 4(a)完整显示了取不同折射率调制深度下的透射谱,随着调制深度的增大,阻带加宽,次谐振峰抑制效果加强.图 4(b)为中心透射谐振峰的放大比较图,明显看出谐振峰的 FWHM 随着调制深度增加而越来越窄,说明与普通 F-P 结构类似,双腔结构的峰值半宽与光栅反射率大小成反比.因此,为了得到较好的选频结果,在 s 增大的同时,需要增加各个组成光栅的折射率调制深度.

3.2. 非对称双腔结构传输谱特点及其设计

若普通单腔 F-P 结构在图 2 所取参数的基础上继续增加腔长,如 $L = \frac{(2 \times 75200 + 1)\lambda_B}{4n_{\text{eff}}} \approx 40.19337$

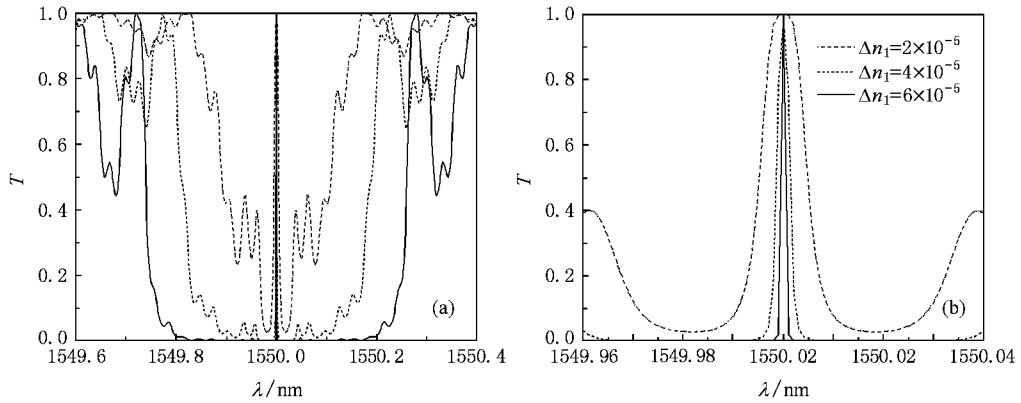


图4 (a)不同光栅折射率调制深度下的对称双腔 F-P 结构透射谱 (b)中心波长处谐振主峰

mm, 则得到透射谱如图 5 所示, 阻带内出现五个传输率基本为 1 的谐振峰. 先尝试采用 3.1 节的对称双腔 F-P 结构进行计算, 取 $s = 4$, $\Delta n_1 = \Delta n_3 = 4 \times 10^{-5}$, $\Delta n_2 = 16 \times 10^{-5}$, 两腔长相等, 为 $L = \frac{(2 \times 37600 + 1) \lambda_B}{4 n_{\text{eff}}} \approx 20.096818 \text{ mm}$ 得到图 6 所示的透射谱. 在阻带内, 除 1550 nm 处透射谐振主峰外, 其两侧约 0.03 nm 处出现了一对透射率约为 0.6 的次谐振峰, 说明此对称双腔结构已无法保证在阻带内只有单谐振峰出现. 若采用减小腔长的方法, 谐振峰间隔增大, 阻带内出现多个峰的问题能够解决, 但是吸收效率会变低, 因此较为理想的解决方法应该是在结构整体长度不变的情况下, 同时保证阻带内单峰条件. 下面我们尝试采用非对称双腔 F-P 结构来平衡此处的矛盾.

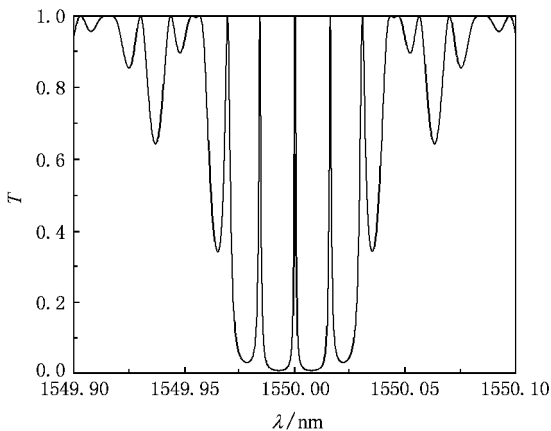


图5 单腔 F-P 结构透射谱

由于非对称双腔结构的两个腔长度不同, 即 $L_1 \neq L_2$, 定义一个表示腔长比的参数 $q = L_2/L_1$. 在下

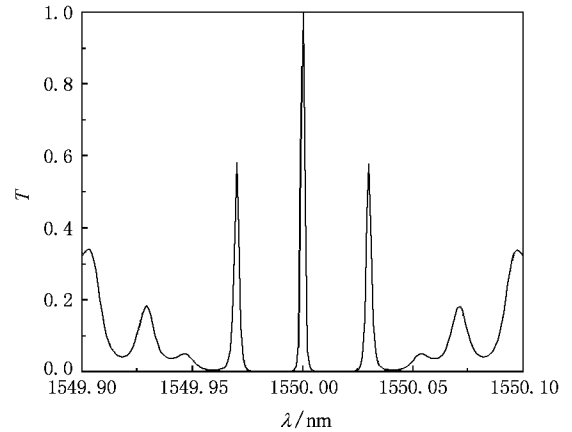


图6 对称双腔 F-P 结构透射谱

面的讨论中, 固定两个腔长和约为 40.193 mm, 且两个腔的长度满足 (10) 式, 组成光栅参数为 $s = 4$, $\Delta n_1 = \Delta n_3 = 4 \times 10^{-5}$, $\Delta n_2 = 16 \times 10^{-5}$. 图 7 为 $q \approx 3$ 及 $q \approx 7$ 时计算得到的非对称结构透射谱, 明显看出图 6 中出现的次谐振峰得到了有效抑制. 两图中除 1550 nm 处主谐振峰外, 都存在一些较小的次峰, 图 7(a) 中次峰间隔较大而图 7(b) 中间隔较小, 这些次峰的分布和大小由 L_1, L_2 及其所在波长处光纤光栅反射率 R_1 与 R_2 的关系同时决定. 这种非对称结构的两个腔都会产生谐振峰, L_1 产生自由谱间隔 (FSR) 为 FSR_1 的谐振峰, L_2 产生自由谱间隔为 FSR_2 的谐振峰, 但是阻带内只有在 1550 nm 处两个腔产生的谐振峰重叠并且同时满足 (9) 式, 因此只有在中心波长处产生了谐振主峰. 另外, 如图 7 中箭头所指, 图 7(a) 与 (b) 中在 1550 nm 两侧不同位置处出现较大的次峰, 表明在此处两个腔产生的谐振峰相互重合, 但由于此波长处光纤光栅反射率 R_1 与 R_2 不满足

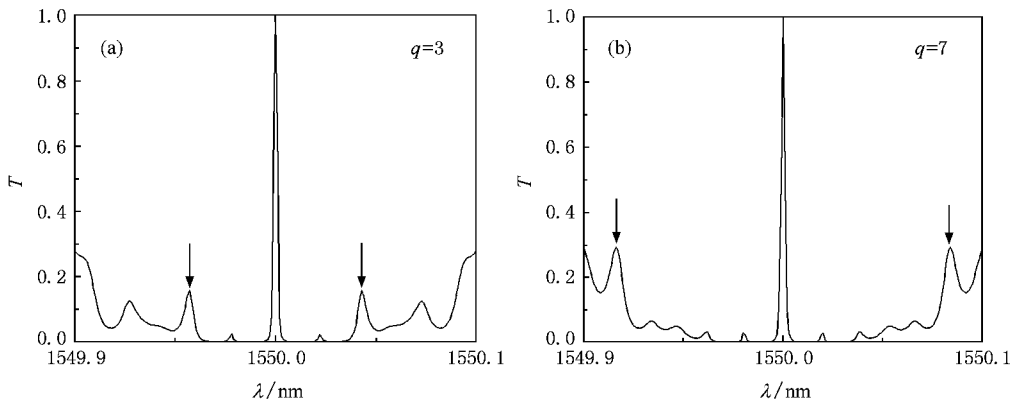
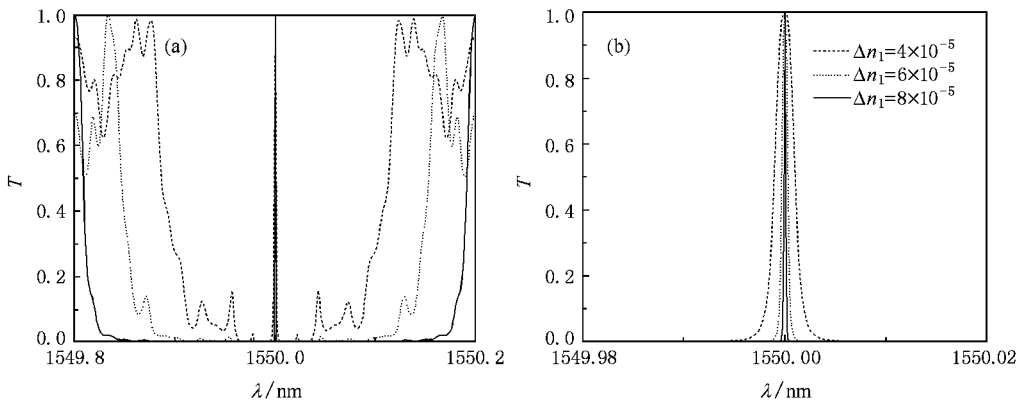
图 7 非对称双腔 F-P 结构透射谱 (a) $q \approx 3$ (b) $q \approx 7$ 

图 8 (a)不同光栅折射率调制深度下的非对称双腔 F-P 结构透射谱 (b)中心波长处谐振主峰

(9)式,故尽管它们较其余次峰大一些,比起主谐振峰还是小很多.数值结果显示, $q \approx 3$ 时1550 nm两侧第一对大的次谐振峰出现于距中心主峰约0.043 nm处, $q \approx 7$ 时约0.084 nm,这是由于越大的 q 值说明两腔中较小的 L_1 越小, $q \approx 3$ 时的 L_1 约为 $q \approx 7$ 时的两倍,因此图7(a)中主峰与第一对大次峰间隔大约为图7(b)中的一半.当然,由于光纤光栅相位因子的影响,此处的分析仅为定性分析,可以看出在数值上并不是严格成立的.观察到图7(b)中次峰分布较图7(a)密集,这是由于 q 值越大表示两腔长中较长的 L_2 越长,而相邻谐振峰间隔与腔长基本呈反比,因此图7(b)中次峰间隔较小.实际上,非对称双腔结构产生谐振峰的大小和分布机理可以用游标原理或vernier原理简单解释:两个腔都能产生许多谐振峰,较短腔产生的谐振峰分布间隔大,较长腔的峰峰间隔小,只有两个腔产生的谐振峰在同一波长处重合并满足(9)式才能形成主峰,若不满足(9)式则只能形成大的次峰,而其余不能重合的位置出现的

只是小的次峰.总的来说,通过引入两个腔的长度差异,非对称双腔结构较对称结构增加了谐振峰间隔,在整体结构的长度增加到对称结构无法保证阻带内只产生单谐振峰时,采用非对称结构能够较好地解决矛盾.

为了进一步研究非对称双腔结构的透射谱特性,固定 $s=4$, $q \approx 3$,取 Δn_1 分别为 4×10^{-5} (虚线), 6×10^{-5} (点线), 8×10^{-5} (实线),为满足(9)式,相应的 Δn_2 为 1.6×10^{-4} , 2.4×10^{-4} , 3.2×10^{-4} ,得到非对称双腔结构透射谱如图8(a)所示.观察到与对称双腔结构类似,阻带宽度随着调制深度的增大而变宽,次谐振峰的抑制效果得到加强.图8(b)为中心谐振峰的放大图,调制深度的增加使谐振峰带宽变窄,选频效果加强,因此加大组成光栅的折射率调制深度有利于结构性能的改善.

另外,固定 $q \approx 3$, $\Delta n_1 = 4 \times 10^{-5}$,改变 s 值,探究 s 的大小对非对称双腔结构透射谱影响,当然同时 Δn_2 要随着 s 而变化以满足(9)式要求.图9(a)

为 s 分别为 4, 7, 9 时计算得到的透射谱, 随着 s 的增大, 由于为了满足(9)式 Δn_2 也要增大, 引起中间光栅带宽变宽, 整个结构透射谱的阻带宽度也随之加宽, 同时主峰两侧的次峰得到了抑制. 图 9(b)为

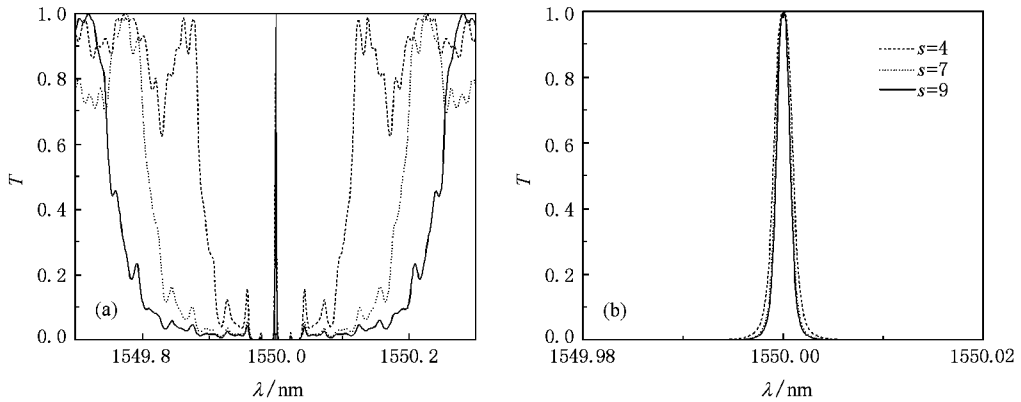


图 9 非对称双腔 F-P 结构透射谱及放大图

4. 结 论

本文理论分析了基于光纤 Bragg 光栅的全光纤型双腔 F-P 结构透射谱特性, 由于单腔 F-P 结构的腔长增加到一定程度时, 光栅反射带宽内将有多个谐振峰出现, 引入双腔 F-P 结构目的在于: 在不减小结构整体长度的前提下同时保证阻带内只产生单谐振峰. 首先推导出了双腔结构幅度传输系数的通用表达解析式, 以及中心波长处能量传输系数表达式, 从式中总结出若果实现在反射带宽内中心波长处出现单谐振峰, 腔长及组成光栅反射率分别需满足的

主谐振峰的放大图, 可以看出, s 增大时主峰的谱宽略微变窄, 但并不明显. 因此对于非对称结构来说, 增大 s 值能够抑制次峰, 而改善选频能力的作用一般.

条件, 为结构的具体设计提供了理论依据. 其次分两部分数值模拟并讨论了对称及非对称双腔结构传输谱特性, 举例说明了当单腔结构无法实现阻带内只有单峰出现时, 通过仔细设计双腔结构的两个腔长以及组成光栅的长度与折射率调制深度, 整体结构长度相同的对称或非对称双腔结构能够保证阻带内只产生单谐振主峰. 分析结果表明, 在整体结构长度相同情况下, 非对称双腔结构能够比对称结构更为有效地增加谐振峰之间的间隔, 并且在保证中间及两端光栅反射率满足一定关系条件下, 增大两端光栅长度或整体提高三个组成光栅折射率调制深度, 有利于抑制次峰, 同时增强结构的选频能力.

[1] Mizrahi V, DiGiovanni D J, R. Atkins M, Grubb S G, Park Y K, Delavaux J M P 1993 *J. Lightwave Technol.* **11** 2021
 [2] Lü C G, Wang Z Y, Yun B F, Cui Y P 2005 *Chinese Opt. Lett.* **3** 212
 [3] Lü C G, Cui Y P, Wang Z Y, Yun B F 2004 *Acta Phys. Sin.* **54** 145 (in Chinese) [吕昌贵、崔一平、王著元、恽斌峰 2004 物理学报 **54** 145]
 [4] Liu X M 2007 *Opt. Commun.* **280** 147
 [5] Pasquale F D 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 326
 [6] Zyskind J L, Mizrahi V, DiGiovanni D J, Sulhoff J W 1992 *Electron. Lett.* **28** 1385

[7] Loh W H, Samson B N, Dong L, Cowle G J, Hsu K 1998 *J. Lightwave Technol.* **16** 114
 [8] Li H Q, Li J Y, Jiang Z W, Liu X J 2004 *Optics and Optoelectronic Technology* **2** 32 (in Chinese) [李海清、李进延、蒋作文、刘学军 2004 光学与光电技术 **2** 32]
 [9] Yelen K, Hickey L M B, Zervas M N 2005 *J. Lightwave Technol.* **23** 1380
 [10] Erdogan T 1997 *J. Lightwave Technol.* **15** 1277
 [11] Wang X, Yu C X, Yu Z H, Zhang Q 2006 *Chin. J. Lasers* **32** 145 (in Chinese) [王旭、余重秀、于志辉、张琦 2006 中国激光 **32** 145]

Theoretical investigation on the characteristics of transmission spectra of the two-cavity Fabry-Perot structure based on fiber gratings for single-frequency fiber laser^{*}

Xu Ou[†] Lu Shao-Hua Jian Shui-Sheng

(*Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education , Institute of Lightwave Technology , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China*)

(Received 13 March 2008 ; revised manuscript received 11 April 2008)

Abstract

The characteristics of transmission spectra of the all-fiber two-cavity Fabry-Perot (F-P) configuration based on fiber Bragg gratings (FBG) are theoretically analyzed and modeled. The explicit expression of the transmission coefficient for two-cavity F-P structures is derived. When the single resonant transmission peak is produced at the central wavelength in FBG stop band , the general conditions for the lengths of two cavities and reflectivities of FBGs are presented. Based on the theoretical analysis , the transmission spectra of symmetric and asymmetric two-cavity F-P structures are simulated , and the simulation results are discussed and explained qualitatively. The design guidelines of the device , including the choices of cavity length , grating length and index modulation depth , are put forward. The results show that , when the increasing of the cavity length of a single-cavity F-P structure results in multiple resonant peaks in the stop band , the two-cavity F-P structures of the same length can suppress the secondary resonant peaks and keep the main peak unaffected without degrading the performance through appropriately designing the cavity lengths and FBGs.

Keywords : fiber gratings , Fabry-Perot structures , fiber lasers

PACC : 4280S , 4280F , 4255N , 4281

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA01Z258) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60771008) and the Program for New Century Excellent Talents of China (Grant No. NCET-06-0076).

[†] E-mail : alicesea@163.com