光纤布拉格光栅型全光纤声光调制器的特性研究*

刘超 裴丽† 李卓轩 宁提纲 高嵩 康泽新 孙将

(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)

(2012 年 6 月 21 日收到; 2012 年 7 月 18 日收到修改稿)

将光纤光栅的傅里叶模式耦合理论应用于光纤布拉格光栅型全光纤声光调制器的理论分析中. 与现有的分析方法相比, 该模型算法简单、求解容易, 能够快速有效地获得调制器的传输特性. 基于该模型, 理论分析了超声波频率及声致应变幅度对调制器特性的影响. 仿真结果表明, 该调制器反射谱的主反射峰与次反射峰的波长间隔与超声波频率成正比, 反射峰的反射率随着声致应变幅度的改变而发生周期性的变化. 另外, 在同一声致应变幅度下, 低频超声波调制的光栅反射中存在更多的次反射, 光栅反射能量的周期性变化更加明显. 实验中, 使用频率为885.5 kHz的超声波对光纤布拉格光栅进行调制. 实验结果与仿真结果相一致.

关键词: 声光调制, 光纤布拉格光栅, 傅里叶模式耦合理论, 光谱特性

PACS: 42.79.Jq, 42.79.Dj, 42.81.−i **DOI:** 10.7498/aps.62.034208

1 引 言

近年来, 全光纤声光调制器引起了国内外研究者的广泛关注, 其以调谐范围宽、调谐速度快、插入损耗小、结构简单等优点, 被应用于上下话路器[1]、可调谐激光器[2]及传感器[3]等领域. 1997 年 Liu 等[4]首次提出了光纤布拉格光栅 (FBG) 型全光纤声光调制器, 其利用纵向声波对 FBG 进行轴向、周期性的压缩和拉伸, 使得 FBG 的传输特性发生变化. FBG 型全光纤声光调制器以其特殊的传输特性、结构简单等优点, 可以用于滤波、多路复用[5,6]、光纤激光器的选频等[7].

目前, 分析光纤光栅传输特性的方法有很多, 如耦合模理论[8,9]、布洛赫波理论[10]、传输矩阵法[11]、V-I 传输矩阵法等[12], 研究者们利用这些理论方法对光纤光栅的传输特性进行了详细的分析. 但据我们所知, 分析 FBG 型全光纤声光调制器的理论模型只有两种. 2000 年 Russell 等[13]将布洛赫波理论应用于调制器的理论模型中, 认为调制器的特性是由超声波调制光纤形成的一种长周期光栅与 FBG 重叠所形成的光学超晶格效应引起的, 该模型理论性强, 分析过程较为复杂. 2008 年 Oliveira 等[14]把超声波调制效应看作对 FBG 的折射率微扰, 并利用传输矩阵法分析了 FBG 型全光纤声光调制器的传输谱, 并用实验证明了这种模型的有效性, 但是为了保证计算的精度, 该模型中光栅的分段数需足够大, 这样增加了矩阵相乘的数量, 导致运算效率降低.

本文首次将傅里叶模式耦合理论 (FCM)[15]应用于 FBG 型全光纤声光调制器的理论分析中, 即将由超声波调制效应引起的 FBG 折射率微扰进行傅里叶变换, 再进行模式耦合分析, 从而快速有效地获得了 FBG 型全光纤声光调制器的光谱特性, 并使用该模型分析了超声波的频率和声致应变幅度对 FBG 型全光纤声光调制器的光谱特性的影响. 该理论模型简单, 计算精度高, 效率高. 在实验部分, 利用剪切型压电陶瓷片作为超声源, 获得了不同声压下 FBG 型全光纤声光调制器的传输谱, 实验结果与理论分析结果相符.

2 理论分析

在 FBG 中, 以纵波形式传播的超声波所引起

* 国家自然科学基金 (批准号: 60837002, 61177069) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2011YJS203) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lipei@bjtu.edu.cn

© 2013 中国物理学会 Chinese Physical Society

的光栅的应变场分布为 [13]

$$F(z,t) = F_0\cos(k_a z - f_a t),$$
$$k_a = 2\pi/\lambda_a, \tag{1}$$

其中, k_a 为声波的传输常数, λ_a 为声波的波长, f_a 为声波的频率. 对于横截面面积为 S 的 FBG, 当超声波的功率为 P_a 时, 光栅应变场分布中的声致应变幅度 F_0 为

$$F_0 = \sqrt{2P_a/ESV_a}, \tag{2}$$

其中, E 为光纤的杨氏模量, V_a 为超声波在光纤内传播的群速度.

由于超声波的调制使得 FBG 的相位产生了周期性的改变, 因此, 加载超声波后的光栅的折射率微扰分布可以写成

$$\Delta n(z) = \delta n\left[1+\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z+\frac{\lambda_a}{\Lambda}F_0\cos(k_a z)\right)\right],$$
$$0 \leqslant z \leqslant L, \tag{3}$$

其中, Λ 为加载超声波前的 FBG 的周期, L 为光纤光栅的长度.

利用 FMC 理论 [15], FBG 型全光纤声光调制器的耦合模方程可以写成

$$\frac{\mathrm{d}A_s(z)}{\mathrm{d}z} = \mathrm{j}\sum_m kA_m\Delta n(z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(\beta_m+\beta_s)z}, \tag{4}$$

其中, m 和 s 分别为光栅内传输本征模和耦合本征模的阶数, A_m 和 A_s 分别为传输本征模和耦合本征模的电场系数, β_m 和 β_s 分别为它们的传输常数; k 为传输本征模和耦合本征模之间的功率归一化耦合系数, 定义为

$$k = \frac{\varepsilon_0\omega n_0}{2}\int_{S_\infty}\int E_m(r,\phi)E_s^*(r,\phi)\,\mathrm{d}S, \tag{5}$$

其中, S_∞ 表示整个横截面面积, n_0 为光纤纤芯的折射率, ε_0 为真空中介电常数, ω 为角频率, $E_m(r,\phi)$ 和 $E_s(r,\phi)$ 分别为传输的本征模和耦合的本征模的电场的横向分量.

对于 FBG 型全光纤声光调制器而言, 传输本征模与耦合本征模都为光纤的基模, 两者的传输常数相同, 方向相反, 因而传输本征模与耦合本征模在同一波长处的传输常数相等, 即 $\beta_m = \beta_s = 2\pi n_m/\lambda$, 其中 n_m 为光栅基模的有效折射率, λ 为光波波长. 对 (4) 式在光纤光栅长度范围内积分, 可得

$$\int_{A_s(0)}^{A_s(L)}\frac{\mathrm{d}A_s(z)}{A_m(z)} = \mathrm{j}k\int_0^L \Delta n(z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi\frac{2n_m}{\lambda}z}\mathrm{d}z. \tag{6}$$

任何波导光栅的沿轴向的折射率微扰分布函数的傅里叶变换函数可以定义为

$$\int_0^L \Delta n(z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}2\pi v_s z}\mathrm{d}z = \gamma(v_s)+\mathrm{j}\eta(v_s) = H\mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi}, \tag{7}$$

其中, $\gamma(v_s)$ 和 $\eta(v_s)$ 分别为折射率微扰分布函数的傅里叶变换函数的实部和虚部; H 和 φ 分别为折射率微扰分布函数的傅里叶变换函数的系数和相位, 皆为变量 v_s 的函数. 在文中, $v_s = 2n_m/\lambda$. 将 (3) 式代入 (7) 式中, 便可得到 H 和 φ 的值. 从光栅折射率微扰分布函数的傅里叶变换结果可知, 相位 φ 在光栅的谐振带宽范围内约等于 $\pi/2$ 或 $-\pi/2$, 系数 H 在光栅的谐振带宽范围外为 0, 因此在计算中可以近似: $\gamma \approx 0$, $|\eta| \approx H$.

由于在 FBG 型全光纤声光调制器中基本只存在纤芯导模之间的耦合, 且耦合长度仅为数毫米至数厘米, 因此可忽略材料吸收损耗和辐射损耗. 根据能量守恒定律及边界条件, 传输本征模与耦合本征模的电场系数则可以为

$$A_m^2(z) = A_m^2(L)+A_s^2(z), \tag{8}$$

结合 (6)—(8) 式, 得到 FBG 型全光纤声光调制器的反射率 R 及透射率 T, 分别为

$$R = \frac{\cos^2(k\gamma)\sinh^2(k\eta)+\sin^2(k\gamma)\cosh^2(k\eta)}{1+\cos^2(k\gamma)\sinh^2(k\eta)+\sin^2(k\gamma)\cosh^2(k\eta)} = \tanh^2(kH), \tag{9}$$

$$T = \frac{1}{1+\cos^2(k\gamma)\sinh^2(k\eta)+\sin^2(k\gamma)\cosh^2(k\eta)} = 1-\tanh^2(kH). \tag{10}$$

3 调制器特性分析

利用 (9) 和 (10) 式, 我们便可以计算出 FBG 型全光纤声光调制器的反射谱和透射谱. 仿真计算中, FBG 的参数为: 光纤光栅的长度 $L = 1.3$ cm, 折射率调制深度 $\delta n = 0.8\times10^{-4}$, 有效折射率 $n_m = 1.4774$, 中心波长 $\lambda_0 = 1544.4$ nm, 周期 $\Lambda = 0.52267$ μm, 中心波长处的功率归一化耦合系数 $k = 2540\pi$ N/s.

图 1 为在不同超声波频率 f_a 下, FBG 型全光纤声光调制器加载超声波前后的反射谱, 声致应变

幅度 $F_0 = 100\mu\varepsilon$. 从图中可以看出, 在 FBG 型全光纤声光调制器的反射谱中, 不仅在中心波长处有反射峰, 在其它波长处也出现了次反射峰. 如图 1(a) 所示, 当一个频率 f_a 为 0.9 MHz 的超声波对光纤布拉格光栅调制时, 主反射峰仍在中心波长 λ_0 处, 四个明显的次反射峰分别出现在 1544.16, 1544.27, 1544.53, 1544.64 nm 处, 沿主反射峰对称. 定义以主峰为中心左右两边第 n 个次反射峰为 n 阶次反射峰, n 阶次反射峰的谐振波长与中心波长的间隔为 $\Delta\lambda_n$. 比较图 1(a) 和 (b) 可以看出, $\Delta\lambda_n$ 的大小与 f_a 有关.

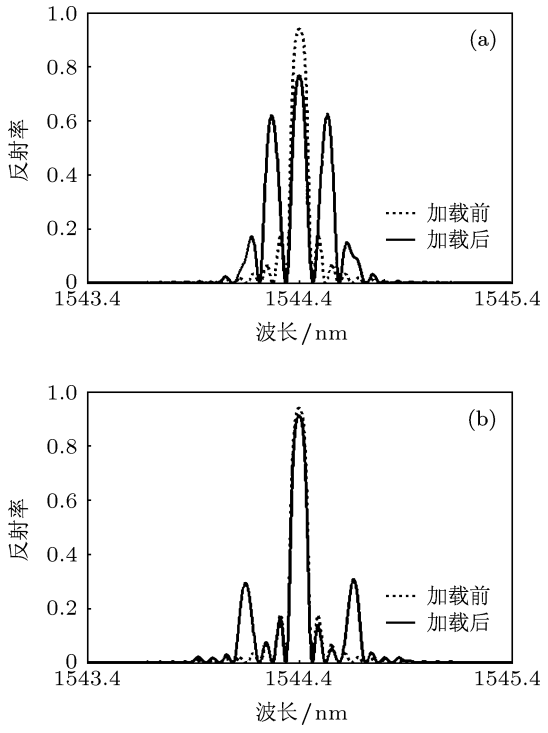

图 1 不同 f_a 下 FBG 型全光纤声光调制器加载超声波前后的反射谱 (a) $f_a = 0.9$ MHz; (b) $f_a = 1.8$ MHz

图 2 给出了 $\Delta\lambda_1$ 及 $\Delta\lambda_2$ 与 f_a 的关系. 从图中我们可以发现, $\Delta\lambda_1$ 和 $\Delta\lambda_2$ 与 f_a 成线性关系, 通过计算得到 $\Delta\lambda_1$ 的增长系数为 0.14 nm/MHz, $\Delta\lambda_2$ 的增长系数为 0.28 nm/MHz.

超声波频率 f_a 可以改变次反射峰的出现位置, 而声致应变幅度 F_0 可以改变主反射峰及次反射峰的能量分配比例. 图 3 为当 f_a 为 0.9 MHz 时, 不同 F_0 下, 超声波加载前和加载后的 FBG 型全光纤声光调制器的反射谱. 比较发现, 随着 F_0 的增大, 次反射峰的个数增加. 同时, F_0 的不同导致了主反射峰

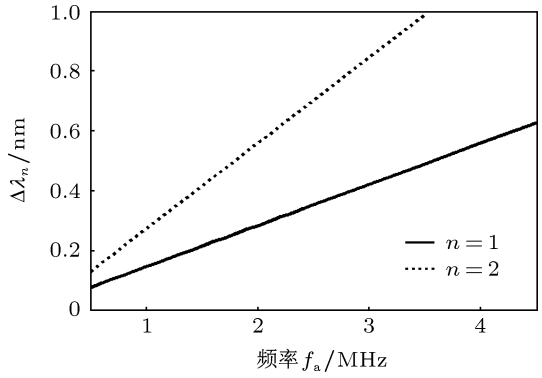

图 2 $\Delta\lambda_1$ 及 $\Delta\lambda_2$ 与频率 f_a 的关系

反射率 R_0 及次反射峰反射率 R_n (n 为次反射峰的阶数) 的变化. 比较图 3(a)—(f), 可以看出, 当 F_0 从50 $\mu\varepsilon$增加至 200$\mu\varepsilon$ 时, 主反射峰的反射率 R_0 从 0.91 降至 0; 而当 F_0 为 200$\mu\varepsilon$ 增加至 300$\mu\varepsilon$ 时, R_0 从 0 增至 0.47. 其他阶反射峰的反射率也有类似的交替升降过程. 这种能量的传递过程是由于超声波通过对光栅相位的周期性调制, 使得光栅谐振波长的相位匹配条件发生改变, 但是光栅总反射能量并不受超声波的影响, 因此, 根据能量守恒原理, 光栅反射的能量随着 F_0 在中心波长及其他谐振波长处周期性的交替传递, 如图 4(a) 所示. 图 4(b)—(d) 给出了不同 f_a 下, 主反射峰及一阶、二阶次反射峰的反射率随 F_0 的变化. 从图中可以得出: 在 F_0 较小的情况下, 低频超声波对光栅的调制能力较强. 另外, 在整个 F_0 范围内, 低频超声波调制的光栅的主反射峰及次反射峰的反射率达到波谷所需要的较小, 且到达下一个波谷的 F_0 的间隔也较小.

4 实 验

图 5 为 FBG 型全光纤声光调制器实验装置图. 实验中 FBG 的中心波长为 1544.4 nm, 3 dB 带宽为 0.05 nm, 反射率约为 97%. 为了增加声光耦合效率, 用氢氟酸对光纤光栅进行腐蚀, 其直径由 125 μm 减小到 60 μm 左右. 信号发生器 (33120A, Agilent) 发出的正弦信号, 经过电压放大器 (2350, TEGAM) 放大, 信号的幅度放大了 50 倍, 驱动剪切型压电陶瓷片沿光纤轴向振动, 通过玻璃圆锥将声波耦合进光纤里. FBG 型全光纤声光调制器的传输光谱由光谱仪 (AQ6317C, ANDO) 测得.

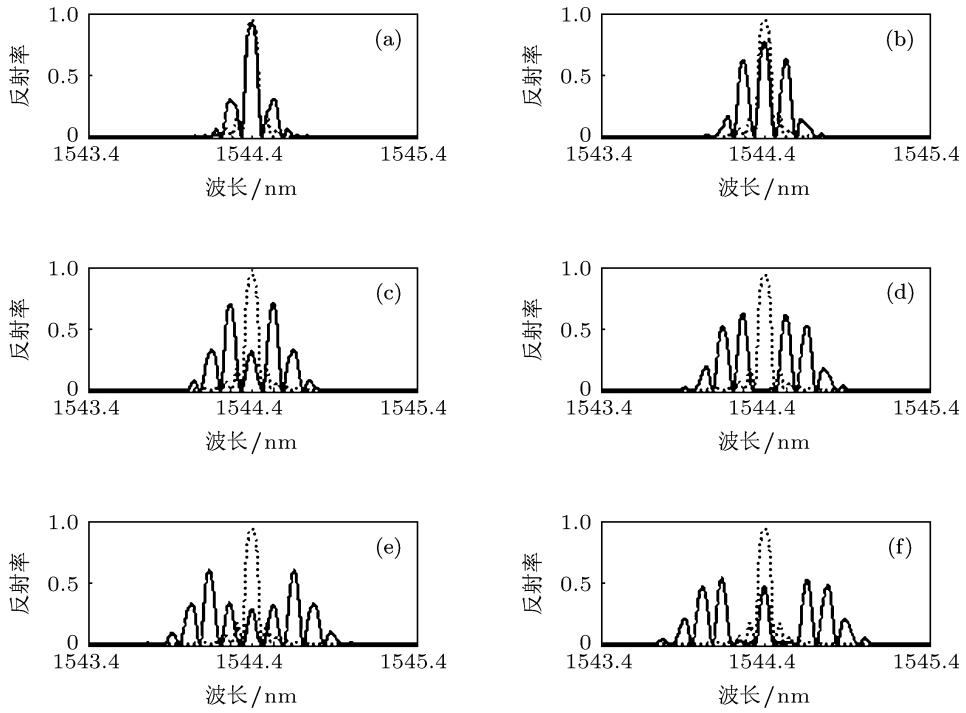

图 3 不同 F_0 下超声波加载前 (虚线) 和加载后 (实线) 的 FBG 型全光纤声光调制器的反射谱 (a) $F_0 = 50\mu\varepsilon$; (b) $F_0 = 100\mu\varepsilon$; (c) $F_0 = 150\mu\varepsilon$; (d) $F_0 = 200\mu\varepsilon$; (e) $F_0 = 250\mu\varepsilon$; (f) $F_0 = 300\mu\varepsilon$

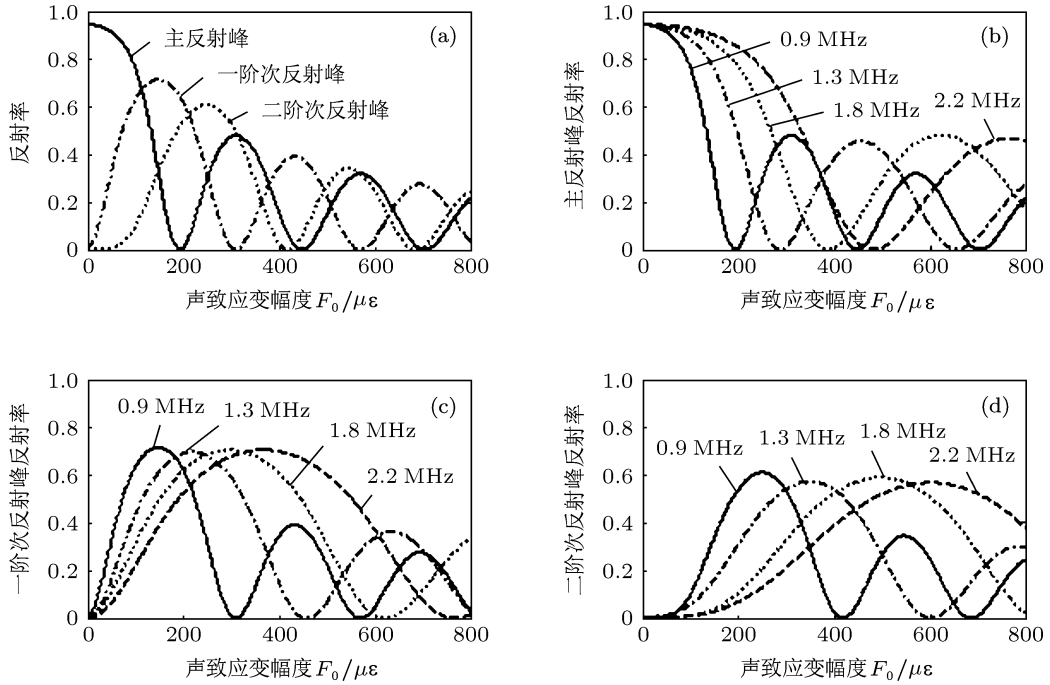

图 4 (a) f_a 为 0.9 MHz 时, 主反射峰及一阶、二阶次反射峰反射率随 F_0 的变化; (b) 不同 f_a 下主反射峰反射率随 F_0 的变化; (c) 不同 f_a 下一阶次反射峰反射率随 F_0 的变化; (d) 不同 f_a 下二阶次反射峰反射率随 F_0 的变化

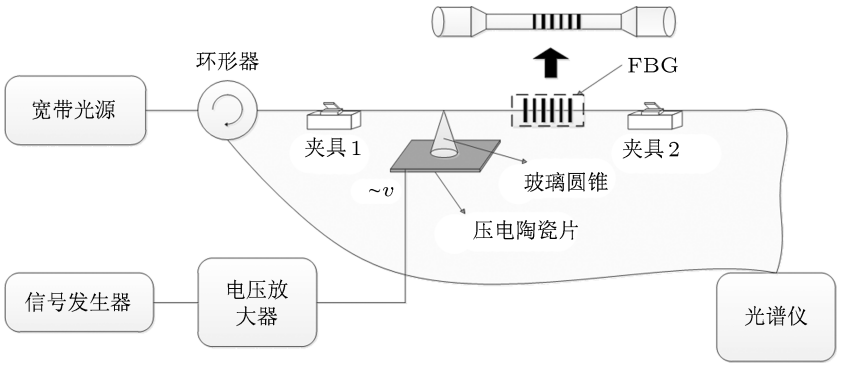

图 5 FBG 型全光纤声光调制器实验装置图

图 6 为当超声波频率 f_a 为 885.5 kHz 时, 不同信号发生器输出电压下的 FBG 型全光纤声光调制器的实测反射谱. 从图中, 可以看出, 随着信号发生器的输出电压不断的增大, 主反射峰的反射率不断下降, 次反射峰的反射率逐渐增加. 同时, 可以看出, 一阶次反射峰出现在 1544.27 和1544.53 nm, 与主反射峰的波长间隔 $\Delta\lambda_1 = 0.13$ nm, 二阶次反射峰出现在 1544.15 nm 和 1544.65 nm, 与主反射峰的波长间隔 $\Delta\lambda_2 = 0.25$ nm, 约为 $\Delta\lambda_1$ 的两倍. 通过计算可以求出, 一阶次反射峰与主反射峰的波长间隔的增长系数为 0.146 nm/MHz, 二阶次反射峰与主反射峰的波长间隔的增长系数 0.282 nm/MHz, 这与仿真结果相一致, 如图 7 所示.

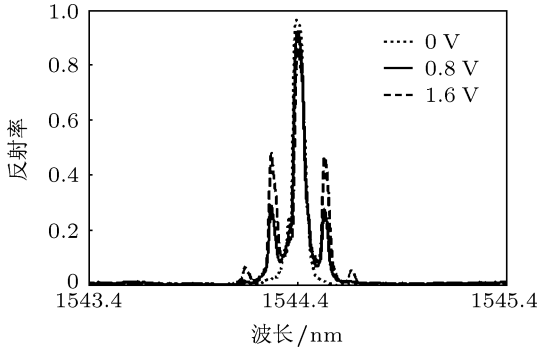

图 6 f_a 为 885.5 KHz 时 FBG 型全光纤声光调制器的实测反射谱

在实验中, 当信号发生器的输出电压超过1.6 V时, FBG 型全光纤声光调制器的反射谱不再发生明显的变化. 这是由于剪切型压电陶瓷片的振动饱和引起的. 下一步通过选用性能更好的压电陶瓷片, 设计声光耦合效率更高的圆锥耦合器, 来提高对 FBG 的调制性能.

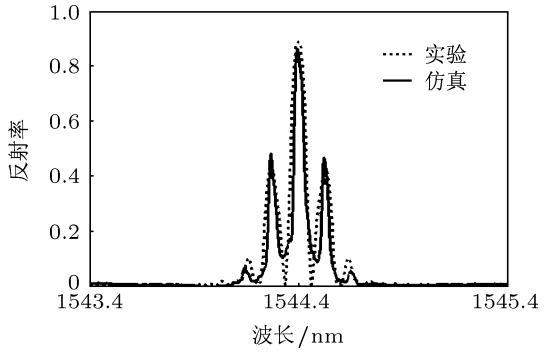

图 7 当 f_a 为 885.5 kHz, 信号发生器的输出电压 1.6 V (对应 $F_0 = 65\mu\varepsilon$) 时, FBG 型全光纤声光调制器反射谱的实验和仿真结果

5 结 论

本文将 FMC 理论应用于 FBG 型全光纤声光调制器的分析中, 通过对 FBG 型全光纤声光调制器的折射率微扰分布进行傅里叶变换, 再进行模式耦合分析, 从而快速有效地获得了该声光调制器的光谱特性. 仿真结果表明次反射峰的谐振波长与主反射峰的中心波长的波长间隔和超声波的频率 f_a 有关, f_a 越高, 波长间隔越大, 其中一阶次反射峰的谐振波长与主反射峰的中心波长的波长间隔的增长系数约为 0.14 nm/MHz, 二阶次反射峰的增长系数约为 0.28 nm/MHz. 声致应变幅度 F_0 决定了主反射峰和多个次反射峰的反射率的变化, F_0 的不断增大, 造成了光栅反射的能量在中心波长及其他谐振波长处来回交替传递. 同时, 低频超声波调制的光栅的反射谱中存在更多的次反射峰, 且更易于出现

光栅反射能量来回交替传递的现象. 在实验中, 使用频率为 885.5 kHz 的超声波对 FBG 进行调制, 随着信号发生器的输出电压的增加, 主反射峰的能量逐渐耦合到次反射峰中, 实验结果与仿真分析结果相一致. 本文的研究为 FBG 型全光纤声光调制器的设计与制作提供了一定的基础, 促进了该声光调制器的应用.

[1] Zhang W D, Huang L G, Gao F, Bo F, Xuan L, Zhang G Q, Xu J J 2012 *Opt. Lett.* **37** 1241

[2] Kang M S, Lee M S, Yong J C, Kim B Y 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 1812

[3] Wang D Y, Wang Y M, Gong J M, Wang A B 2011 *Opt. Lett.* **36** 3392

[4] Liu W F, Russell P S J, Dong L 1997 *Opt. Lett.* **22** 1515

[5] Zhang L J, Xin X J, Liu B, Yu J J, Zhang Q 2010 *Opt. Express* **18** 18347

[6] Xin X J, Zhang L J, Liu B, Yu J J 2011 *Opt. Express* **19** 7847

[7] Delgado-Pinar M, Zalvidea D, Diez A, Perez-Millan P, Andres M V 2006 *Opt. Express* **14** 1106

[8] Qiu K, Wen F, Wu B J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1726 (in Chinese) [邱昆, 文峰, 武保剑 2009 物理学报 **58** 1726]

[9] Wang Y H, Ren W H, Liu Y, Tan Z W, Jian S S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6393 (in Chinese) [王燕花, 任文华, 刘艳, 谭中伟, 简水生 2008 物理学报 **57** 6393]

[10] Peral E, Capmany J 1997 *J. Lightwave Technol.* **15** 1295

[11] Yamada M, Sakuda K 1987 *Appl. Opt.* **26** 3474

[12] Li Z X, Pei L, Qi C H, Peng W J, Ning T G, Zhao R F, Gao S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8615 (in Chinese) [李卓轩, 裴丽, 祁春慧, 彭万敬, 宁提纲, 赵瑞峰, 高嵩 2010 物理学报 **59** 8615]

[13] Russell P S J, Liu W F 2000 *J. Opt. Soc. Am.* A **17** 1421

[14] Oliveira R A, Neves Jr P T, Pereira J T, Pohl P A A 2008 *Opt. Commun.* **281** 4899

[15] Zeng X K, Rao Y J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8597 (in Chinese) [曾祥凯, 饶云江 2010 物理学报 **59** 8597]

Characteristics of the fiber Bragg grating based all-fiber acousto-optic modulator*

Liu Chao Pei Li† Li Zhuo-Xuan Ning Ti-Gang Gao Song
Kang Ze-Xin Sun Jiang

(*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 21 June 2012; revised manuscript received 18 July 2012)

Abstract

The Fourier mode coupling theory is applied to the analysis of the fiber Bragg grating based all-fiber acousto-optic modulator for the first time. Compared with the existing analysis methods, the algorithm of this model is simple and easy, and transmission characteristics of the modulator can be acquired effectively and efficiently. Based on the theory, the performances of the modulator, related to ultrasonic frequency and amplitude of acoustically induced strain, are investigated. Simulation results show that in reflection spectra of the modulator, the wavelength interval between the primary relection peak and the secondary relection peak is proportional to ultrasonic frequency, and the reflectivity of the reflection peak varies periodically with intensity change of the amplitude of acoustically induced strain. In addition, with the same amplitude of acoustically induced strain, more secondary reflections exist in the low-frequency ultrasonic modulated fiber Bragg grating, and the periodic variation of the energy reflected by fiber Bragg graing is more obvious. In the experiment, the fiber Bragg graing is modulated by an ultrasonic wave with a frequency of 885.5 KHz. The experimental results accord well with the simulation results.

Keywords: acousto-optic modulation, fiber Bragg grating, Fourier mode coupling theory, spectral characteristics

PACS: 42.79.Jq, 42.79.Dj, 42.81.−i **DOI:** 10.7498/aps.62.034208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60837002, 61177069) and the Fundemental Research Funds for the Central Univertity (Grant No. 2011YJS203).

† Corresponding author. E-mail: lipei@bjtu.edu.cn