

水中受激布里渊散射的非均匀体光栅模型

何兴道^{1,2}, 刘严欢², 贾晓红², 罗宁宁^{1,2}, 郝中骥^{1,2}, 史久林^{1,2*}¹南昌航空大学江西省光电信息科学与技术重点实验室, 江西 南昌 330063;²南昌航空大学江西省光电检测技术工程实验室, 江西 南昌 330063

摘要 为研究高能激光在水中产生受激布里渊散射(SBS)的机理,提出了一种基于强激光非线性极化和非线性吸收的非均匀折射率光栅结构模型,分析了水中 SBS 产生的物理机制及光谱特性。通过建立非均匀折射率光栅的调制结构以及周期结构,研究了水中 SBS 非均匀折射率光栅的产生机理;利用传输矩阵法分析了非均匀折射率光栅结构对 SBS 线宽、频移、衍射效率等光谱特征的影响,并与实验测量结果进行了比对。结果表明:理论模拟与实验测量结果吻合良好,利用非均匀折射率光栅结构模型可以有效地分析水中 SBS 产生的物理机理。

关键词 散射; 受激布里渊散射; 非均匀体光栅; 传输矩阵; 频移; 线宽; 能量反射率

中图分类号 O437.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1229001

Non-Uniform Volume Grating Model of Stimulated Brillouin Scattering in Water

He Xingdao^{1,2}, Liu Yanhuan², Jia Xiaohong², Luo Ningning^{1,2}, Hao Zhongqi^{1,2}, Shi Jiulin^{1,2*}¹Key Laboratory of Opto-Electronic Information Science and Technology of Jiangxi Province,

Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, Jiangxi, China;

²Jiangxi Engineering Laboratory for Optoelectronics Testing Technology, Nanchang Hangkong University,

Nanchang 330063, Jiangxi, China

Abstract To study the mechanism of stimulated Brillouin scattering (SBS) excited by high energy laser in water, a structure model of a non-uniform refractive index grating based on nonlinear polarization and nonlinear absorption of high intensity laser is proposed, and the physical mechanism and spectral characteristics of SBS in water are analyzed. The mechanism of the non-uniform refractive index grating generated by SBS effect in water is studied by establishing the modulation structure and periodic structure of the non-uniform refractive index grating. The effect of the structure of the non-uniform refractive index grating on the spectral characteristics of SBS, such as linewidth, frequency shift, and diffraction efficiency, is analyzed by using the transfer matrix method. Also, the theoretical simulation results are compared with the experimental results. The results indicate that the theoretical simulation results are in good agreement with the experimental results, and the physical mechanism of SBS in water can be analyzed effectively by using the structure model of the non-uniform refractive index grating.

Key words scattering; stimulated Brillouin scattering; non-uniform volume grating; transmission matrix; frequency shift; linewidth; energy reflectivity

收稿日期: 2021-07-12; 修回日期: 2021-09-27; 录用日期: 2021-12-10

基金项目: 国家自然科学基金(41776111,61865013)、国家重点研发计划项目(2018YFE0115700)、国防工业技术发展计划项目(JCKY2019401D002)

通信作者: *jiulinshi@126.com

1 引言

受激布里渊散射(SBS)是由入射高功率激光与介质内声波场的相互作用而产生,是一种典型的非线性散射效应,目前已被广泛应用于激光雷达海洋遥感探测、光纤通信与光纤传感、激光器等领域^[1-13]。传统定义上,SBS是由介质内部的电致伸缩效应产生的,使得介质内部的折射率发生变化,常用光-声耦合波方程对SBS的理论进行分析,而该耦合方程是基于Bragg光栅的反射光谱理论的。然而,在SBS的产生过程中,均匀Bragg光栅结构被破坏,此时介质内部折射率呈非均匀性分布^[14],这种非均匀性极大地影响了光-声之间的相互作用,因此需要通过设计不同的SBS折射率调制模型来对水中SBS散射光谱进行分析。

选择合适的折射率分布结构模型是分析SBS光谱分布的关键。Song等^[15]使用两个正弦调频泵浦波在保偏光纤中生成局部布里渊动态光栅,并针对两种情况模拟了探测波的反射光谱。Song等^[15-16]基于布里渊散射的动态光栅,证明了动态光栅在保偏光纤中的红色光谱可能比布里渊散射的带宽更窄。Jouybari等^[17]用分段的方法对光纤中布里渊散射动态光栅的反射光谱进行了模拟,得到动态光栅的反射谱线宽约为7 MHz,反射率达6%。Srivastava等^[18]分别研究了相移光栅的折射率变化分布情况对带宽的影响和长周期光栅折射率的相移变化对反射光谱分布的影响。Winful^[19]利用两束频率差为布里渊散射频移的光束得到了产生SBS的啁啾动态光栅结构,并利用一束啁啾脉冲信号对光栅结构进行检测,发现啁啾脉冲信号被压缩,进而使探测出来的信号得到增强。Song等^[16]研究发现,布里渊动态光栅的频率会受到温度和应变的影响,并基于此提出了一种测量布里渊增益的方法。Xu等^[20]使用三维有限元方法来模拟具有全矢量形式的光学弹性模式,仿真结果表明布里渊增益在很大程度上取决于结构参数。Matsuda等^[21]通过延迟的激光脉冲测量一阶衍射光的瞬态强度变化,获得多个频率分量,通过考虑光的布里渊散射的所有可能角度来解释频率分量。

本文提出利用SBS非均匀折射率周期调制光栅模型来模拟分析水中SBS形成的物理机制和散射光谱特性,通过调节非均匀折射率周期调制光栅的折射率调制项与周期调制项来观察光谱的频移、线宽和能量反射率的变化。设计温度对光谱特性变

化影响的实验,从得到的结果中可以看出,理论与实验测量结果吻合,即随着折射率的增加,光谱的频移逐渐减小,线宽逐渐增加,能量反射率逐渐减小。

2 均匀模型

2.1 均匀模型分析

组成介质的分子、原子始终存在不同程度的热运动,使得介质内部存在不同程度的声波场,入射光与这种声波场的相互作用会产生布里渊散射。布里渊散射发生在弱场作用下,当入射光能量非常微弱,远小于水的阈值时,光波振动矢量与入射介质面垂直且沿 z 轴方向传播,此时,水中的吸收系数视为常数,在水中任意一处的入射光和散射光的复振幅可以分别表示为^[22]

$$\mathbf{E}_L = \alpha_0 A_L(z) \exp[i(\mathbf{k}_L z - \omega t)], \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_S = \alpha_0 A_S(z) \exp[i(\mathbf{k}_S z - \omega t)], \quad (2)$$

式中: \mathbf{E}_L 、 \mathbf{E}_S 分别为入射光和散射光的光波振动矢量; α_0 为介质的吸收系数; $A_L(z)$ 、 $A_S(z)$ 分别为入射光与散射光的复振幅; \mathbf{k}_L 、 \mathbf{k}_S 分别为入射光与散射光在介质中的光栅矢量; ω 为光波的角频率; z 为介质中的任意一点。

水中任意一点的总光强分布为上述入射光和散射光相干的结果,可表示为

$$I \leq \langle \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_S \rangle \cdot \langle \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_S \rangle^* = \alpha_0^2 A_L^2 + 2\alpha_0 A_L A_S \cos(k_n z), \quad (3)$$

式中: $k_n = |\mathbf{k}_L| - |\mathbf{k}_S| = \frac{2\pi z}{\Lambda_0}$, Λ_0 为光栅的周期。散射光能量相对于入射光能量来说强度较小,可忽略。

考虑到入射光的低能量,散射光与入射光的耦合形成的驻波结构对于介质声波场的影响不大,且吸收系数视为常数,则对于稳定状态的折射率分布可表示为

$$n = n_0 + C_x \cos(k_n z), \quad (4)$$

式中: n_0 为水中固有的折射率; C_x 为介质折射率的调制系数。

由麦克斯韦方程推导得到介质的非线性波动方程如下:

$$\nabla^2 E - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}, \quad (5)$$

式中: E 为光场强度; μ_0 为真空中的磁导率; ϵ 为真空中的介电常数; P_{NL} 为介质极化强度。对于式(5),当入射激光能量没有达到SBS阈值时,等号右边介质的极化项 $P_{NL} = \epsilon_r \epsilon_0 E$, $\mu_r \epsilon_r = n^2$,其中, ϵ_r 为

介质中的介电常数, μ_r 为介质中的磁导率, 且非磁介质中 $\mu_r=1$, 令 $\varphi = \left| \frac{k_n - kz}{2z} \right|$, 其中, k 为波数, 不考虑光束自身相互作用的影响, 得到水中散射光与入射光的传输方程可表示为

$$\frac{\partial A_L}{\partial z} = \frac{ik}{2} n C_x A_L \exp(2i\varphi z), \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = -\frac{ik}{2} n C_x A_S \exp(-2i\varphi z), \quad (7)$$

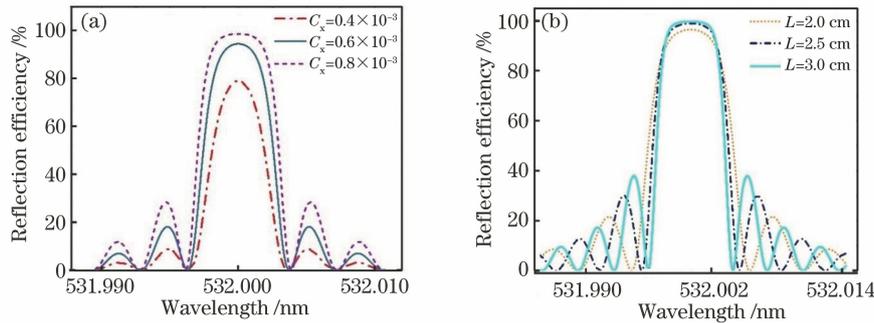


图1 布里渊散射反射光谱。(a)折射率调制系数对反射光谱的影响;(b)光栅长度对反射光谱的影响

Fig. 1 Reflection spectra of Brillouin scattering. (a) Effect of refractive index modulation coefficient on reflection spectra; (b) effect of grating length on reflection spectra

图1(a)、(b)分别模拟了均匀折射率调制光栅的折射率调制系数与光栅长度(L)对布里渊散射光谱的影响。从图中结果可看出, Stokes 散射谱与 Anti-Stokes 散射谱对称分布在中心波长两侧, 随着折射率调制系数的增加, 峰值效率明显增大, 带宽增加, 次峰高度也随之增加; 随着光栅厚度的增加, 带宽逐渐减小, 次峰高度增加。

图2为实验系统图, 光源采用的是种子注入式 Nd:YAG 脉冲激光器, 输出波长为 532 nm, 输出激光光束的参数为: 重复频率为 10 Hz, 脉宽为 8 ns, 光束直径约为 12 mm, 发散角为 0.45 mrad, 最大输出能量约为 1.2 J/pluse。激光器单纵模线宽为

式中: A_S 和 A_L 分别为散射光场与泵浦光场振幅。

2.2 结果分析与讨论

模拟选择入射光波长 $\lambda = 532$ nm, 得到均匀折射率光栅分布模型的光谱如图1所示。图1中, 瑞利散射光谱两侧形成对称的两条谱线, 其中频率低的谱线为 Stokes 布里渊频移, 频率高的谱线为 Anti-Stokes 布里渊频移。

90 MHz, 多纵模线宽为 30 GHz。激光器输出的垂直偏振方向的光束经过 1/2 波片后变为水平偏振方向并入射到偏振分光镜(PBS)上。PBS 对垂直偏振光束具有高反射率, 对水平偏振光束具有高透过率。高透过率的水平偏振光束依次经过 1/4 波片(光束变为圆偏振光)、聚焦透镜、透明光学玻璃窗口聚焦并入射到样品池中。当光强达到 SBS 阈值时, 产生后向 SBS 信号。SBS 信号具有的相位共轭特性使其产生后向传输, 经过准直系统、法布里-珀罗(F-P)标准具, 最终由 ICCD 相机接收。当入射光能量较小时, 发生自发布里渊散射。

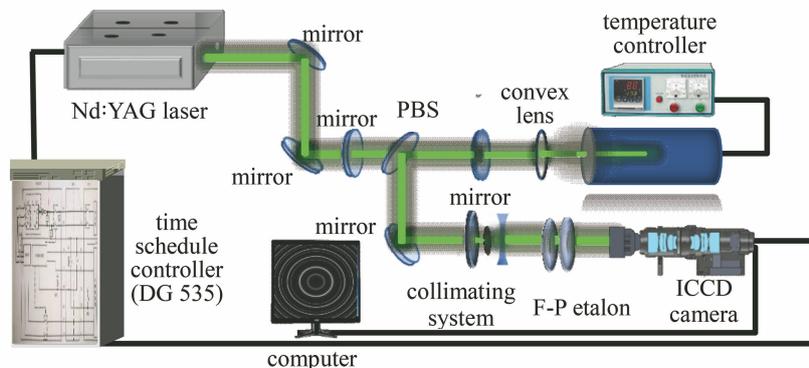


图2 布里渊散射实验系统图

Fig. 2 Experimental setup for Brillouin scattering

图3为实验测量得到的自发布里渊散射与SBS的光谱图。从图3(a)可看出,自发布里渊散射峰对称分布在瑞利散射峰两侧,瑞利散射强度比Stokes布里渊散射和Anti-Stokes布里渊散射的强度高,且Stokes布里渊散射和Anti-Stokes布里渊散射对称分布在瑞利散射峰两侧。从图3(b)中可以看出,此时Anti-Stokes布里渊散射消失,且Stokes布里渊散射的峰值能量比瑞利散射高,光谱呈现非对称性。由此可以看出,利用均匀光栅分布来解释SBS的理论实验结果存在一定的差异。主要表现在:反射光谱模拟曲线的主峰带宽比实验测量得到的光谱特性曲线宽约3~4倍。利用均匀折射率调制模

型可得到反射光谱,且主峰两侧的次峰完全对称,但是实验测量得到的结果显示,长波方向上的次峰比短波方向上的次峰高,光谱呈现非对称分布。其原因可解释为:这里给出的光栅结构为均匀折射率调制光栅模型,此时折射率是均匀分布的,在计算过程中视之为平均值。但在实验测量时,产生的电致伸缩效应以及介质对光束的非线性吸收与极化现象,使得折射率的变化幅度与周期都发生了非均匀变化,得到的结果与理论相差较大。本文通过分析受激过程中产生的非线性吸收以及非线性极化原因,提出非均匀折射率周期光栅模型并对SBS进行了相应的物理机制分析。

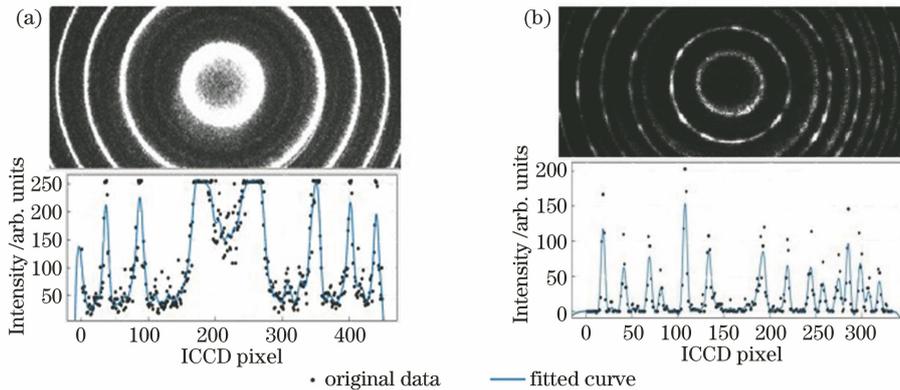


图3 实验测量光谱图。(a)自发布里渊散射;(b)SBS

Fig. 3 Spectra of experimental measurement. (a) Spontaneous Brillouin scattering; (b) SBS

3 非均匀模型

3.1 非均匀模型分析

当入射激光能量超过介质阈值时,电致伸缩效应使得介质内部的声波场产生了折射率的空间调制,激发更强的声波场,对后向散射光形成正反馈作用,导致SBS强度逐渐增强。光-声之间的强相互作用使介质发生非线性吸收与非线性极化,从而使介质的折射率发生周期性变化,为简便起见,本文不考虑强声波场形成的瞬态结构,重点描述当SBS达到稳定状态时声波场的分布情况。

在上述均匀结构模型的基础上,考虑到介质的非线性极化与非线性吸收等因素,此时的极化与吸收系数均不能视为常数,考虑到高斯光束在介质中的衰减分布^[8],将入射光与散射光的表达式简单表示为

$$E_L = \alpha_0 A_L(z) \exp(-\alpha_0 z) \exp[i(\mathbf{k}_L z - \omega t)], \quad (8)$$

$$E_S = \alpha_0 A_S(z) \exp[-\alpha_0(L-z)] \exp[i(\mathbf{k}_S z - \omega t)], \quad (9)$$

式中: $\exp(-\alpha_0 z)$ 、 $\exp[-\alpha_0(L-z)]$ 为非线性吸收的变化项。

水中任意一点的总光强分布为上述入射光和散射光相干的结果,可表示为

$$I = \alpha_0^2 A_L^2 \exp[-2\alpha_0(L-z)] + \alpha_0^2 A_S^2 \exp(-2\alpha_0 z) +$$

$$2\alpha_0^2 A_L A_S \exp[-\alpha_0(L-2z)] \cos(k_n z), \quad (10)$$

这里只考虑相干耦合项。

当入射光能量超出介质的阈值时,散射光与入射光的耦合形成驻波,产生的电致伸缩效应影响介质声波场,且产生非线性吸收,则对于稳定建立SBS状态的折射率分布可表示为

$$n = n_0 + C_x \exp(-\alpha_0 L) \{ \cosh[\alpha_0(L-2z)] + \cos(k_n z + \phi) \}, \quad (11)$$

式中: ϕ 为非线性极化造成的介质相位的跃变; $k_n = 2\pi z/\Lambda$, $\Lambda = \Lambda_0[1 + C_z \exp(z)]$, Λ_0 为初始周期, C_z 为介质中周期的变化幅度。

3.2 模型推导

传输矩阵法^[23]是经常用来分析非均匀结构光栅的一种常用方法,是将一个非均匀光栅近似认为

由 N 段均匀光栅段构成,结构如图 4 所示。图中变量上角标“+”表示泵浦光的传输方向,“-”表示散射光的传输方向。

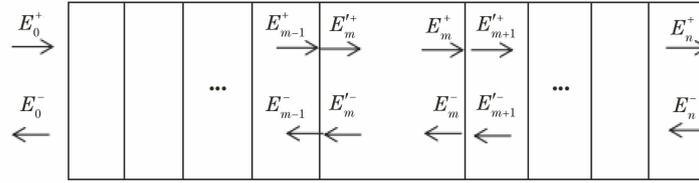


图 4 传输矩阵结构图

Fig. 4 Structure of transmission matrix

单层薄膜的介质可视为均匀结构,因此对式(6)、(7)进行求解,将一阶微分方程化为两个变量分离的二阶常微分方程,得到:

$$\frac{\partial^2 A_L}{\partial^2 z} + 2i\varphi \frac{\partial A_L}{\partial z} = \frac{k^2}{4} n_0^2 (dn)^2 A_L, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 A_S}{\partial^2 z} - 2i\varphi \frac{\partial A_S}{\partial z} = \frac{k^2}{4} n_0^2 (dn)^2 A_S, \quad (13)$$

式中: dn 表示折射率的变化量。令 $q = \frac{k}{4} n_0 dn$, $p = q^2 - \varphi^2$, 计算得到上述耦合波方程的解分别为

$$A_L = \exp(-i\varphi z) [F_1 \exp(pz) + F_2 \exp(-pz)], \quad (14)$$

$$A_S = \exp(i\varphi z) [F_3 \exp(pz) + F_4 \exp(-pz)]. \quad (15)$$

将式(14)、(15)代入式(12)、(13),得到4个系数:

$$F_1 = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{i\varphi}{p}\right) \exp(i\varphi z) A - \frac{iq}{p} \exp(i\varphi z) B \right] \exp(-ipz), \quad (16)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{i\varphi}{p}\right) \exp(i\varphi z) A - \frac{iq}{p} \exp(i\varphi z) B \right] \exp(ipz), \quad (17)$$

$$F_3 = \frac{1}{2} \left[-\frac{iq}{p} \exp(i\varphi z) A - \left(1 - \frac{i\varphi}{p}\right) \exp(-i\varphi z) B \right] \exp(-ipz), \quad (18)$$

$$F_4 = \frac{1}{2} \left[\frac{iq}{p} \exp(i\varphi z) A + \left(1 + \frac{i\varphi}{p}\right) \exp(-i\varphi z) B \right] \exp(ipz), \quad (19)$$

式中: A 为传输系数; B 为耦合系数。根据常微分方程的解法,将入射光初始入射值定义为 E_0^+ , 散射光初始值定义为 E_0^- , 计算得到耦合波方程的解,并写成矩阵的形式:

$$\begin{pmatrix} A_{L_{m+1}} \\ A_{S_{m+1}} \end{pmatrix} = \mathbf{X}_{z_m z_{m+1}} \begin{pmatrix} A_{L_m} \\ A_{S_m} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

式中: m 为传递层数; A_{L_m} 为第 m 层入射光振幅; A_{S_m} 为第 m 层散射光振幅; $\mathbf{X}_{z_m z_{m+1}}$ 为每一介质层面的系数矩阵,其中的系数表达式通过耦合波求得:

$$\mathbf{X}_{z_i z_{i+1}} = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

对单层膜进行求解,得到均匀层的解析解,最终得到相关系数的表达式:

$$x_{11} = \left[\cosh(p\Delta z) + j \frac{q}{p} \sinh(p\Delta z) \right] \exp(-i\varphi\Delta z), \quad (22)$$

$$x_{12} = j \frac{q}{\varphi} \sinh(p\Delta z) \exp(-i\varphi\Delta z), \quad (23)$$

$$x_{21} = -j \frac{q}{\varphi} \sinh(p\Delta z) \exp(i\varphi\Delta z), \quad (24)$$

$$x_{22} = \cosh(p\Delta z) - j \frac{q}{p} \sinh(p\Delta z) \exp(i\varphi\Delta z), \quad (25)$$

式中: Δz 为每一层厚度。

考虑到电致伸缩效应造成介质在不同层面之间存在相位差异,加入相位调节因子:

$$\begin{pmatrix} A_{L_m}^+ \\ A_{S_m}^- \end{pmatrix} = \mathbf{Y}_m \begin{pmatrix} (A_{L_m}^+)' \\ (A_{S_m}^-)' \end{pmatrix}, \quad (26)$$

式中: $A_{L_m}^+$ 为相位调节后的入射光振幅; $A_{S_m}^-$ 为相位调节后的散射光振幅; $(A_{L_m}^+)'$ 为相位调节前的入射光振幅; $(A_{S_m}^-)'$ 为相位调节前的散射光振幅; \mathbf{Y}_m 为每层之间的相位传输系数矩阵,其表达式为

$$\mathbf{Y}_m = \begin{pmatrix} \exp[i\varphi_m(z)] & 0 \\ 0 & \exp[-i\varphi_m(z)] \end{pmatrix}, \quad (27)$$

式中: $\varphi_m(z)$ 为第 m 层的相位。计算得到总的传输特性矩阵可表示为

$$\begin{bmatrix} A_{L_z} \\ A_{S_z} \end{bmatrix} = \mathbf{X}\mathbf{Y} \begin{bmatrix} A_{L_0} \\ A_{S_0} \end{bmatrix}, \quad (28)$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_N \mathbf{Y}_N \mathbf{X}_{N-1} \cdots \mathbf{X}_i \mathbf{Y}_i \cdots \mathbf{X}_1, \quad (29)$$

式中: A_{L_0} 为初始位置入射光振幅; A_{S_0} 为初始位置散射光振幅; A_{L_z} 为 z 点处的入射光振幅; A_{S_z} 为 z 点处的散射光振幅; \mathbf{Y} 为每一层的相位传输系数矩阵; N 为总层数。

最终得到整个光栅的反射率表达式为

$$R = \left(\frac{x_{21}}{x_{11}} \right)^2. \quad (30)$$

3.3 数值模拟

当水的温度在 $0 \sim 40$ °C 时, 折射率变化范围为 $1.335 \sim 1.336$, 有效折射率 $n_0 = 1.334$, 设入射光波

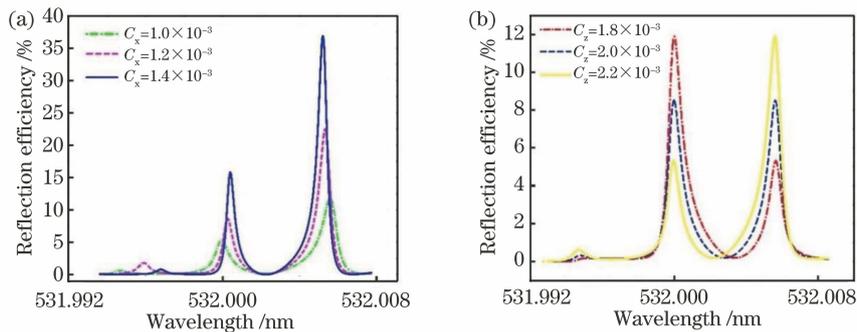


图5 SBS 反射谱分布。(a)不同折射率调制系数下非均匀折射率周期光栅的反射光谱;
(b)不同周期调制系数下非均匀折射率周期光栅的反射光谱

Fig. 5 Reflection spectrum distributions of SBS. (a) Reflection spectra of non-uniform refractive index period grating with different refractive index modulation coefficients; (b) reflection spectra of non-uniform refractive index period grating with different periodic modulation coefficients

3.4 实验测量与数值模拟的比较分析

实验测量系统如图2所示, 温度控制器控制样品池中的温度设定范围为 $5 \sim 40$ °C, 温度的增加梯

度为 5 °C。激光源激发的后向 SBS 信号经 F-P 标准具干涉分光后由 ICCD 接收。将实验测量得到的光谱信息与理论结果进行比较, 如图6所示。

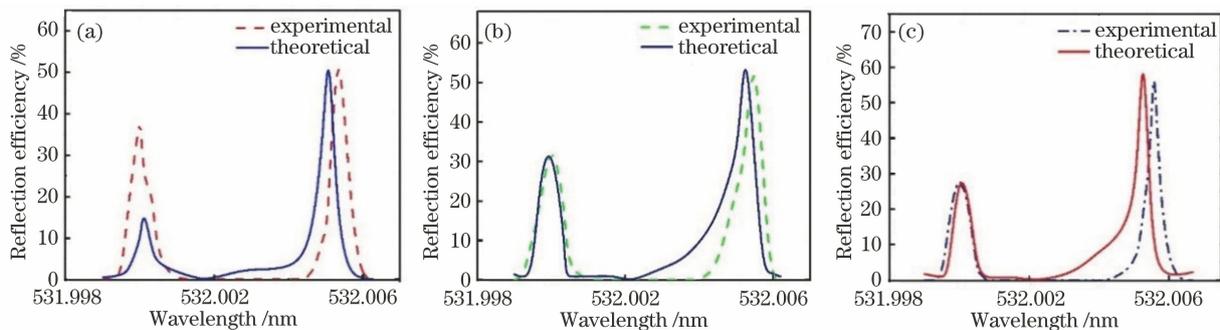


图6 非均匀折射率调制光栅的 SBS 反射光谱理论与实验结果比较。(a) $C_x = 1.6 \times 10^{-3}$, $T = 20$ °C;
(b) $C_x = 1.7 \times 10^{-3}$, $T = 30$ °C; (c) $C_x = 1.8 \times 10^{-3}$, $T = 40$ °C

Fig. 6 Comparison of theoretical and experimental results of SBS reflectance spectra of non-uniform refractive index modulated grating. (a) $C_x = 1.6 \times 10^{-3}$, $T = 20$ °C; (b) $C_x = 1.7 \times 10^{-3}$, $T = 30$ °C; (c) $C_x = 1.8 \times 10^{-3}$, $T = 40$ °C

图6是在不同温度及调制系数下, 非均匀折射率调制光栅的实验结果与理论分析结果的比较, 其中, $n_0 = 1.333$, $\lambda = 532$ nm, 水的吸收系数 $\alpha_0 = 0.06 \text{ m}^{-1}$ 。通过比较可知, 理论模拟得到的结果与

实验得到的结果的变化趋势基本吻合。布里渊散射峰对应的峰值波长有一定的偏移, 这是由于: 当折射率发生周期变化时, 峰值波长会发生偏移, 此时峰值效率并不是严格满足 Bragg 条件, 对于非均匀折射

率周期调制光栅, Bragg 条件只是近似成立, 因此波长会发生偏移。

理论模拟得到的折射率变化相较于实验得到的

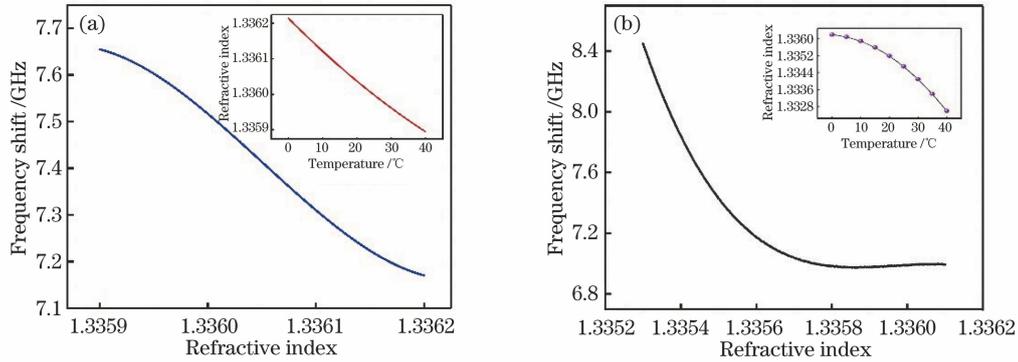


图 7 频移随折射率的变化情况。(a)实验测量结果拟合图;(b)理论模拟结果(右上角插图表示折射率随温度的变化情况)

Fig. 7 Frequency shift varies with refractive index. (a) Fitted curve of experimental measurement results; (b) theoretical simulation result (illustration in upper right shows change of refractive index with temperature)

图 7(a)、(b)分别给出了实验测量与理论模拟得到的频移随折射率的变化情况,其中,插图给出折射率随温度的变化情况,折射率随着温度的增加而减小。从图中可以看出,随着折射率升高(温度降低),水中 SBS 的频移逐渐减小。当温度变化范围在 $5\sim 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,实验测量的频移变化范围为 $7.1\sim 7.7\text{ GHz}$,理论计算所得频移的变化范围为 $6.8\sim 7.2\text{ GHz}$ 。从上述结果可以看出,随着折射率的增加,实验测量得到频移的变化趋势与理论模拟得到的频移的变化趋势相同,皆逐渐减小,理论模拟值与实验测量值在高温时相差 6% ,低温时相差 4% ,产

结果,取值范围更加广泛。基于理论模拟及实验测量所得光谱,进一步分析了光谱频移、线宽、能量反射率随温度的变化信息,结果如图 7 所示。

生误差的主要原因是实验测量时获取的频移信息是基于实验算法并通过人为取点计算频移。

图 8 为实验测量与理论模拟得到的线宽随折射率(温度)的变化情况,从图中可以看出,随着折射率的增加,线宽逐渐增加。当温度变化范围在 $5\sim 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,实验测量的线宽变化范围为 $360\sim 1080\text{ MHz}$;理论计算所得线宽的变化范围为 $530\sim 840\text{ MHz}$ 。从上述结果可以看出,随着折射率的增加,实验测量得到线宽的变化趋势与理论模拟得到的线宽的变化趋势相同,皆逐渐增加。

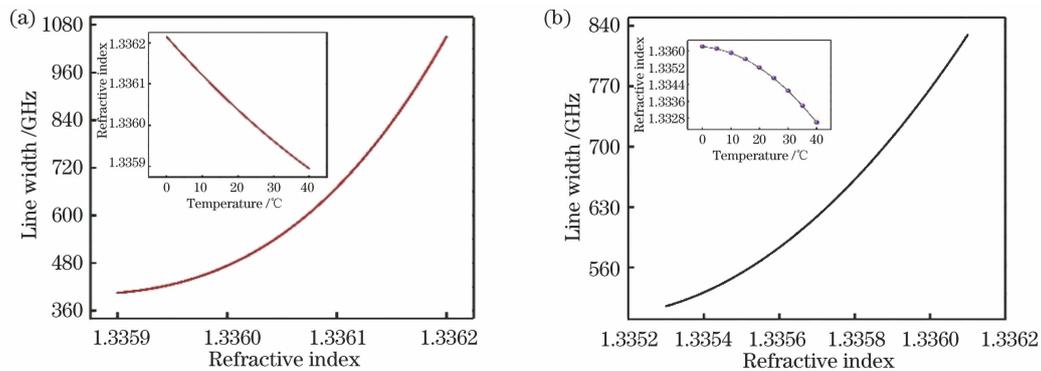


图 8 线宽随折射率的变化情况。(a)实验测量结果拟合图;(b)理论模拟结果(左上角插图表示折射率随温度的变化情况)

Fig. 8 Linewidth varies with refractive index. (a) Fitted curve of experimental measurement results; (b) theoretical simulation results (illustration in upper left shows change of refractive index with temperature)

图 9 为能量反射率随折射率的变化情况,从图中可以看出,能量反射率随折射率的增加而减小。当温度变化范围在 $5\sim 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,实验测量的能量反射率的变化范围为 $40\%\sim 70\%$,而理论模拟所得的

能量反射率的变化范围为 $48\%\sim 68\%$ 。从上述结果可以看出,随着折射率的增加,实验测量得到的能量反射率的变化趋势与理论模拟得到的能量反射率的变化趋势相同,皆逐渐减小。

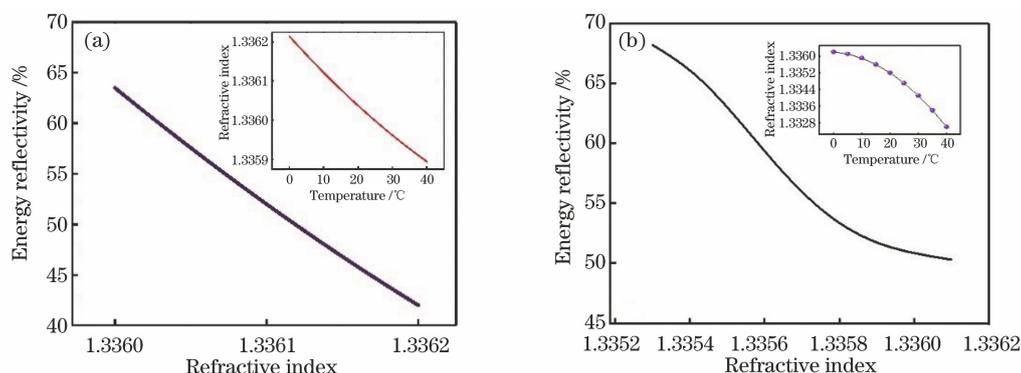


图9 能量反射率随折射率的变化情况。(a)实验测量结果的拟合图;(b)理论模拟结果(插图表示折射率随温度的变化情况)

Fig. 9 Energy reflectivity varies with refractive index. (a) Fitted curve of experimental measurement results; (b) theoretical simulation results (illustration shows change of refractive index with temperature)

从上述理论与实验分析结果可以看出,实验测量与理论模拟结果的变化趋势基本吻合,但在数值上具有一定的差异。产生这种现象的原因是:在理论计算时,计算中改变每一介质层的折射率相当于改变介质内部的密度分布,当介质内部的密度分布发生变化,彼此之间压力分布不同,则介质的声波分布方程发生变化,此时的变化是由入射光能量产生的电致伸缩效应产生,最终使得 Stokes 散射形成正反馈。介质内部声子可视为一种独立的个体,光子与声子的相互作用使得谱线发生展宽。根据声子寿命与谱线宽度之间的关系,声子寿命变短,造成谱线展宽,且声子寿命对光栅长度具有一定的影响。而在非均匀折射率周期调制光栅模型中,设定的光栅长度为定值,这使得结果出现偏差。但理论模拟得到的折射率变化范围要比实验测量结果的范围更广,这也说明了理论研究结果可以为实验研究提供指导。

4 结 论

使用耦合波方程与多层传输矩阵相结合的方法,建立了水中 SBS 的非均匀折射率周期调制光栅模型,并利用该模型分别对自发布里渊散射和 SBS 光谱特性进行了模拟。从理论上模拟了非均匀折射率变化、周期调制系数变化对反射光谱的频移、线宽、能量反射率的影响情况,并从实验上加以验证。理论和实验结果显示,当非均匀折射率、周期调制系数增加时,反射光谱频移逐渐减小,线宽逐渐加宽,能量反射率逐渐减小。因此,与传统的均匀光栅模型结构相比,非均匀光栅模型可以更好地解释水中 SBS 的建立过程。重要的是,该模型在保证可应用于对水中 SBS 理论分析的前提下,还可以推广到其

他温度下频谱特征的变化情况研究。本文研究结果对理解 SBS 产生的超声光栅机理具有重要意义。

参 考 文 献

- [1] Hirschberg J G, Byrne J D, Wouters A W, et al. Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering [J]. *Applied Optics*, 1984, 23 (15): 2624-2628.
- [2] Liu D H, Xu J F, Li R S, et al. Measurements of sound speed in the water by Brillouin scattering using pulsed Nd: YAG laser [J]. *Optics Communications*, 2002, 203(3/4/5/6): 335-340.
- [3] Liu D H, Shi J W, Chen X D, et al. Brillouin lidar and related basic physics [J]. *Frontiers of Physics in China*, 2010, 5(1): 82-106.
- [4] Shi J L, Tang Y J, Wei H J, et al. Temperature dependence of threshold and gain coefficient of stimulated Brillouin scattering in water [J]. *Applied Physics B*, 2012, 108(4): 717-720.
- [5] He X D, Wei H J, Shi J L, et al. Experimental measurement of bulk viscosity of water based on stimulated Brillouin scattering [J]. *Optics Communications*, 2012, 285(20): 4120-4124.
- [6] 许锦, 郭洋宁, 罗宁宁, 等. 水体温度对受激布里渊散射时间相干性的影响 [J]. *光学学报*, 2020, 40 (9): 0929001.
Xu J, Guo Y N, Luo N N, et al. Influence of water temperature on temporal coherence of stimulated Brillouin scattering [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40 (9): 0929001.
- [7] Bernini R, Minardo A, Zeni L. Stimulated Brillouin scattering frequency-domain analysis in a single-mode optical fiber for distributed sensing [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(17): 1977-1979.
- [8] Preussler S, Schneider T. Stimulated Brillouin scattering gain bandwidth reduction and applications

- in microwave photonics and optical signal processing [J]. *Optical Engineering*, 2015, 55: 031110.
- [9] 田鑫, 王蒙, 王泽锋. 基于倾斜光纤 Bragg 光栅的受激布里渊散射滤波器[J]. *光学学报*, 2020, 40(10): 1006002.
- Tian X, Wang M, Wang Z F. Stimulated Brillouin scattering filters based on tilted fiber Bragg gratings [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(10): 1006002.
- [10] Gao W Q, Chen L, Jiang W H, et al. Stimulated Brillouin scattering by the interaction between different-order optical and acoustical modes in an As_2Se_3 photonic crystal fiber [J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 18(1): 010602.
- [11] 赵丽娟, 梁若愚, 徐志钮. 一种新型光子晶体光纤的布里渊动态光栅传感[J]. *光学学报*, 2021, 41(7): 0706001.
- Zhao L J, Liang R Y, Xu Z N. Brillouin dynamic grating sensor based on novel photonic crystal fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(7): 0706001.
- [12] Steinhäusser B, Brignon A, Lallier E, et al. High energy, single-mode, narrow-linewidth fiber laser source using stimulated Brillouin scattering beam cleanup[J]. *Optics Express*, 2007, 15(10): 6464-6469.
- [13] Abd-Rahman M K, Nurdik M R, Rahim N S A. Self-seeded multiwavelength dual-cavity Brillouin-erbium fiber laser [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, 20(5): 290-293.
- [14] Lehmburg R H. Numerical study of phase conjugation in stimulated backscatter with pump depletion[J]. *Optics Communications*, 1982, 43(5): 369-374.
- [15] Song K Y, Zou W W, He Z Y, et al. All-optical dynamic grating generation based on Brillouin scattering in polarization-maintaining fiber[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(9): 926-928.
- [16] Song K Y, Hotate K, Zou W W, et al. Applications of Brillouin dynamic grating to distributed fiber sensors[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(16): 3268-3280.
- [17] Jouybari S N, Latifi H, Farahi F. Reflection spectrum analysis of stimulated Brillouin scattering dynamic grating [J]. *Measurement Science and Technology*, 2012, 23(8): 085203.
- [18] Srivastava D, Das B, Tiwari U, et al. Experimental and theoretical investigation of phase shifted fiber Bragg grating for temperature measurement [C] // 2017 IEEE International Conference on Power, Control, Signals and Instrumentation Engineering, September 21-22, 2017, Chennai, India. New York: IEEE Press, 2017: 754-757.
- [19] Winful H G. Chirped Brillouin dynamic gratings for storing and compressing light [J]. *Optics Express*, 2013, 21(8): 10039-10047.
- [20] Xu Y H, Zhou L J, Lu L J, et al. Enhanced forward stimulated Brillouin scattering in silicon photonic slot waveguide Bragg grating [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2019, 52(18): 184001.
- [21] Matsuda O, Pezeril T, Chaban I, et al. Time-domain Brillouin scattering assisted by diffraction gratings [J]. *Physical Review B*, 2018, 97(6): 064301.
- [22] Shen Y R. *The principles of nonlinear optics* [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984: 188-192.
- [23] Wu L Y, Pei L, Liu C, et al. Research on tunable phase shift induced by piezoelectric transducer in linearly chirped fiber Bragg grating with the V-I transmission matrix formalism [J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, 79: 15-19.