

水中微弱光散射布里渊频谱 选择性光放大研究^{*}

高 玮^{1)†} 吕志伟^{1)†} 何伟明¹⁾ 朱成禹¹⁾ 董永康¹⁾

1) (哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨理工大学应用物理系, 哈尔滨 150080)

(2006 年 9 月 14 日收到, 2006 年 10 月 12 日收到修改稿)

提出利用布里渊放大技术对水中微弱光散射信号进行频谱选择性光放大的方法. 根据频率失谐布里渊放大理论模型, 分析了 Stokes 种子光的线宽及频率失谐对布里渊放大的影响, 研究了种子光放大率随水温及其功率密度变化的规律, 理论和实验符合较好. 研究表明, 相同频率失谐时, 线宽较大的种子光信号放大率更高. 选取 20℃ 的 CS₂ 为放大介质, 不同温度海水产生的 Stokes 种子光信号均能得到有效的布里渊放大. 相同抽运光功率密度情况下, 种子光的放大率随其功率密度的增加而减小, 当种子光能量约为 5 μJ 时, 其放大率达 10² 以上.

关键词: 布里渊散射, 布里渊放大, 频率失谐, 线宽

PACC: 4265C, 4225F

1. 引 言

近年来, 布里渊散射监测海洋技术发展迅速, 可用于海水中的声速^[1]、水的体黏滞系数^[2]等参数的测量以及水下目标的探测^[3]. 由于散射信号较弱, 以及激光器输出功率和探测器灵敏度等技术条件的限制, 其作用距离非常有限, 为此人们尝试利用受激布里渊散射 (SBS) 测量海水参数^[4]和探测水下目标^[5]. 然而, 由于水的增益系数较低, 其 SBS 能量反射率一般在 40% 以下^[6]; 另外, 水的 SBS 光还要经过远距离传输, 到达接收系统的散射光也比较微弱, 并且携带大量噪声. 若采用传统的窄带滤波技术, 对回波信号进行滤波, 再对其进行检测. 这样做虽然可以降低噪声, 并在一定程度上提高了信噪比, 但由于传统窄带滤波器在滤掉杂散光的同时, 信号光也损耗非常大, 这就制约了对信号检测的灵敏度. 如果在接收系统的前端, 用光放大技术对回波信号进行频谱选择性光放大, 即系统只放大有用频率的光波, 抑制其他噪声频率光波的放大, 这样便有可能大幅度增加探测距离, 提高信噪比. 目前能够实现频谱选择性光放大功能的技术有布里渊放大、布里渊增强四波混频

及增益介质中的共振四波混频等. 由于布里渊散射探测海洋, 接收的有用信号是发生频移的 Stokes 散射光, 所以布里渊放大技术将更为适用.

布里渊放大技术能够高增益共轭放大微弱光信号, 自上世纪 90 年代以来它的应用潜力一直得到广泛关注^[7]. 俄罗斯最近已获得高达 10⁹ 的信号能量放大率^[8], 并准备应用于强背景照明条件下的雷达探测系统. 目前, 探测海洋的布里渊雷达回波信号的光放大研究还未见报道, 因为要实现布里渊放大海水的 Stokes 散射信号, 通常采用同种介质作为放大介质, 而海水或纯水的增益系数很低, 约为 3.8 cm/GW, 难以实现高倍率放大. 最近, 哈斯乌力吉等人已实验证明了利用不同介质也能进行布里渊放大^[9]. 所以实现海水的 Stokes 散射信号布里渊放大的前提条件是寻找一种增益系数大, 吸收系数小, 最重要的一点是其布里渊频移接近水的布里渊频移的放大介质. 另外, 海水不同深度、不同地区的温度分布也各不相同, 利用室温下的放大介质能否对不同温度层海水的回波散射信号均能实现有效的布里渊放大, 放大倍率如何, 这些问题是本文研究的重点, 也是实现水中微弱光散射信号频谱选择性光放大的基础.

不同温度海水的布里渊频移和线宽各不相

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10476009, 60478020), 哈尔滨工业大学优秀团队支持计划资助的课题.

[†] E-mail: zw_lu@sohu.com

同^[10]在利用不同介质进行布里渊放大时,其频率失谐(即放大介质的布里渊频移和海水的布里渊频移之差)也不相同.所以,本文首先研究考虑 Stokes 种子光线宽情况下,频率失谐时布里渊放大的基础理论,Stokes 种子信号线宽对布里渊放大的影响,在此基础上具体讨论海水温度对频谱选择性光放大的影响,并进行了实验验证.实验结果表明,选取 20℃ 的 CS₂ 作为放大介质可有效放大不同温度水中 Stokes 布里渊散射信号.

2. 频率失谐布里渊放大基本理论模型

布里渊放大系统包括产生池和放大池,产生池中产生的 Stokes 种子光进入放大池,与抽运光相互干涉,产生移动的空间调制光栅,导致抽运光能量向这部分种子光能量的转移,从而实现布里渊放大.其中 Stokes 种子光场和抽运场由慢变近似条件下的麦克斯韦波动方程描述,介质中的声波场由纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)能量传输方程给出,其瞬态耦合波方程组为^[11]

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial E_L}{\partial t} = -ig_0 \rho_{1S} E_S - \frac{\alpha}{2} E_L, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_S}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_S}{\partial t} = ig_0 \rho_{1S}^* E_L - \frac{\alpha}{2} E_S, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2} \Gamma_B \right) \rho_{1S} = ig_a E_L E_S^*, \quad (3)$$

式中 E_L 和 E_S 分别为抽运光场和 Stokes 场的复振幅; Γ_B 是放大池介质的自发布里渊散射的线宽(FWHM)和声子寿命的关系为 $\Gamma_B = 1/\tau_B$; ρ_{1S} 为种子光布里渊放大过程中产生的声波振幅; α 为介质对光波的吸收系数; c 为真空光速; n 为介质的折射率; g_0 和 g_a 分别为光波和声波耦合系数.

将(3)式求时间积分后代入(1)(2)式,并令 g

$$= \frac{4g_0 g_a}{\Gamma_B} \cdot \frac{8\pi}{nc}, g_0 g_a = \frac{g\Gamma_B}{4} \cdot \frac{nc}{8\pi}, A_L = \sqrt{\frac{nc}{8\pi}} E_L, A_S =$$

$$\sqrt{\frac{nc}{8\pi}} E_S, \Gamma = \frac{1}{2} \Gamma_B \text{ 得到以下方程组}^{[12]}:$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_L \\ & = \frac{g\Gamma_B}{4} A_L \int_0^t A_L A_S^* \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau \end{aligned}$$

$$- \frac{1}{2} \alpha A_L, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_S \\ & = \frac{g\Gamma_B}{4} A_L \int_0^t A_L A_S^* \exp[-\Gamma(t-\tau)] d\tau \\ & - \frac{1}{2} \alpha A_S, \quad (5) \end{aligned}$$

其中 $g = \frac{\gamma^2 \omega_L^2}{c^3 n \rho_0 v \Gamma_B}$ 为当抽运光和种子光的频移恰为介质的布里渊频移时,稳态情况下的布里渊增益系数; ω_L 为抽运光的角频率; γ 为介质的电致伸缩系数; ρ_0 为介质的平均密度; v 是介质中的声速.

若用不同介质进行布里渊放大,抽运光和种子光的频移与放大介质的布里渊频移会出现频率失谐,其定义为

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_B, \quad (6)$$

式中 $\omega_0 = \omega_L - \omega_S$, ω_0 和 ω_B 分别为产生池及放大池介质的布里渊频移; ω_S 为 Stokes 种子光的角频率.这时(4)和(5)式中的布里渊增益系数 g 修正为^[13]

$$g' = g \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_H} \right)^2}, \quad (7)$$

式中 $\Delta\omega_H$ 为增益系数曲线(增益系数随频率失谐的变化曲线)的半高半宽(HWHM),其具体表示为

$$\Delta\omega_H = \frac{1}{2} \Gamma_B + \frac{1}{2} \Gamma_L + \frac{1}{2} \Gamma_S, \quad (8)$$

其中 Γ_L 和 Γ_S 分别为抽运光和 Stokes 种子光的光谱线宽.

方程(4)(5)的边界条件为 $I_S(z=0, t) = I_{S0}(t)$, $I_L(z=L, t) = I_{L0}(t)$, 且 $I_{LS} = |A_{LS}|^2$, 这样构成完整的数学模型.其中, I_{S0} 与 I_{L0} 分别是输入的 Stokes 种子光与抽运光的光强.在空间和时间上采用有限差分方法进行离散化和数值求解.

利用上述模型数值模拟了不同 Stokes 种子光线宽情况下放大池介质增益系数和种子光放大率随频率失谐的变化关系,如图 1 所示.计算参数选取如下:入射抽运光波长为 532 nm,脉宽取 10 ns,功率密度为 30 MW/cm²,忽略了抽运光线宽的影响;Stokes 种子光脉宽取 5 ns,功率密度为 1 W/cm²;放大池介质折射率为 1.63,稳态增益系数为 68 cm/GW,介质的声子寿命取 1.6 ns,布里渊频移为 7.52 GHz,吸收系数取零.种子光放大率定义为 $\beta = E_{Sout}/E_{Sin}$, 其中

E_{Sin} 和 E_{Sout} 分别为 Stokes 种子光和 Stokes 出射光的能量. 图中的曲线 1, 2, 3 分别对应种子光线宽为 450 MHz, 300 MHz 及 0 MHz. 可见, 随着种子光线宽的增加, 增益系数曲线的半高宽加宽, 种子光放大率与频率失谐关系曲线的宽度也同样增加, 即布里渊放大带宽增加. 显然, 当频率失谐相同时, 对于线宽较宽

的种子光信号, 其光谱和放大介质的布里渊散射谱重叠的部分增大, 将有更多的频率分量被有效放大, 由图 1(a) 也可以看出, 对于相同频率失谐的信号, 线宽越宽, 相应的增益系数越大, 在未达到增益饱和时种子光的放大率也随之提高^[14], 因此种子光的放大带宽加大.

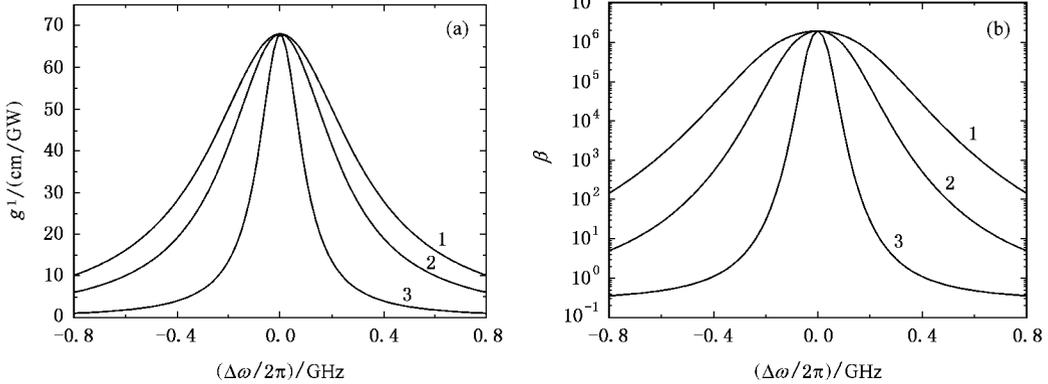


图 1 修正的增益系数 (a) 和种子光放大率 (b) 随频率失谐的变化关系

3. 海水的 Stokes 散射光的布里渊放大

根据以上研究的频率失谐布里渊放大理论及种子光线宽对放大率的影响, 具体讨论不同温度海水的 Stokes 散射光的布里渊放大. 首先依据不同温度海水的布里渊频移和线宽确定最佳放大介质, 其次, 利用这种放大介质研究海水温度对种子光放大率的影响.

海水的布里渊频移和线宽与海水的温度及盐度有关, 对于一定的入射激光波长, 180° 后向散射海水的布里渊频移为^[11]

$$\omega_0(S, T) = \frac{2\omega_L n(S, T, \lambda) v_s(S, T)}{c}, \quad (9)$$

式中 λ 和 ω_L 分别为入射激光的波长及频率, n 为海水折射率, v_s 为水中声速, S 为盐度, T 为海水温度, c 为光速.

$v_s(S, T)$ 可用经验公式表示为^[15]

$$v_s(S, T) = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + c_4 S + c_5 S^2 + c_6 TS + c_7 T^2 S, \quad (10)$$

式中系数 c_i 均为常数.

海水折射率 $n(S, T, \lambda)$ 表示为^[16]

$$n(S, T, \lambda) = n_0 + (n_1 + n_2 T + n_3 T^2) S + n_4 T^2 + \frac{n_5 + n_6 S + n_7 T}{\lambda} + \frac{n_8}{\lambda^2} + \frac{n_9}{\lambda^3}. \quad (11)$$

将 (10) (11) 式代入 (9) 式, 计算出的频移再代入 (6) 式, 得到不同盐度、温度下的频率失谐量.

当 Stokes 种子光信号存在一定的频谱展宽时, 根据 (8) 式, 这会直接影响增益系数曲线的宽度, 从而影响布里渊放大的程度. 海水的后向布里渊散射线宽的表达式为^[17]

$$\Gamma_s(S, T) = \frac{1}{\rho(S, T)} \left(\frac{4\pi n(S, T, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \times \left[\frac{4}{3} \eta_s(S, T) + \eta_b(S, T) + \frac{\kappa}{C_p} (\gamma - 1) \right], \quad (12)$$

式中 ρ 为海水密度; κ 为热传导系数; C_p, C_v 分别为等压比热、等容比热, $\gamma = C_p/C_v$; η_s, η_b 分别为水的剪切黏滞系数和体黏滞系数. 对液体 (12) 式中等号右边的第三项通常比前两项要小两个数量级, 因此可略去第三项. (12) 式中的 ρ, η_s, η_b 和 S, T 的关系公式及具体计算结果见文献 [18].

Stokes 布里渊散射的频谱分布为^[17]

$$K(\omega) = \frac{(\Gamma_s/2)^2}{(\omega + \omega_0)^2 + (\Gamma_s/2)^2}, \quad (13)$$

$K(\omega)$ 为 Stokes 布里渊散射信号的相对强度分布. 将 (9) 和 (12) 式代入 (13) 式, 计算出 $\lambda = 532 \text{ nm}$ 时 0°C 和 30°C 海水的 Stokes 布里渊散射谱, 如图 2 所示, 其他各温度的散射谱位于这两个谱之间, 同时将 20°C

CS₂ 的 Stokes 布里渊散射谱($\omega_0 = 7.52 \text{ GHz}$, $\Gamma_s = 0.19 \text{ GHz}$)^[9]也叠加其上.

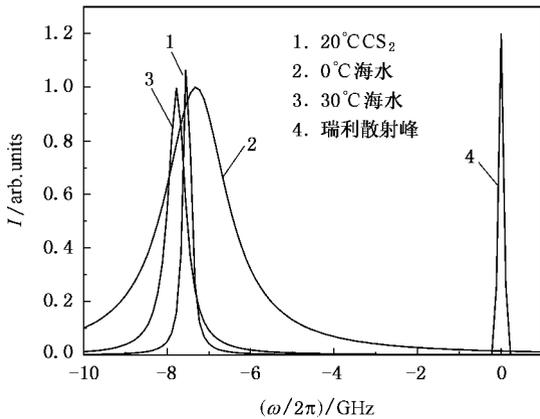


图 2 CS₂ 的布里渊散射和海水的后向散射光谱图

由图 2 可见,海水的布里渊频移和 CS₂ 的比较接近,0—30℃海水的布里渊散射谱和 20℃ CS₂ 的布里渊散射谱均有大部分重叠,而瑞利散射及其他非频移噪声谱与放大池介质 CS₂ 的布里渊散射谱没有交叉,故携带噪声的海水后向散射信号通过装有 CS₂ 的放大池后,仅发生 Stokes 频移的那部分信号得到放大,而其他散射信号均得到抑制,从而提高其信噪比.另外,CS₂ 的增益系数大,吸收系数小,是比较理想的放大介质.实验中也尝试使用 CS₂/CCl₄ 混合介质进行放大,但因为它们混合后,对光的吸收较大,且增益系数下降,放大效果很不理想,故放弃了这种介质的使用.

将(9)–(12)式结合第一部分的频率失谐布里渊放大的理论模型,选取室温(20℃)下的 CS₂ 为放大池介质,研究 0—30℃海水(盐度为 35‰)和纯水的布里渊散射信号的放大率 β 随温度的变化规律,如图 3 所示.计算时为符合实际的雷达探测,Stokes 种子光取 2 ns 方波,功率密度为 1 W/cm²,抽运光参数和介质参数与第一部分相同.

从图中可以看出,虽然不同温度海水的布里渊

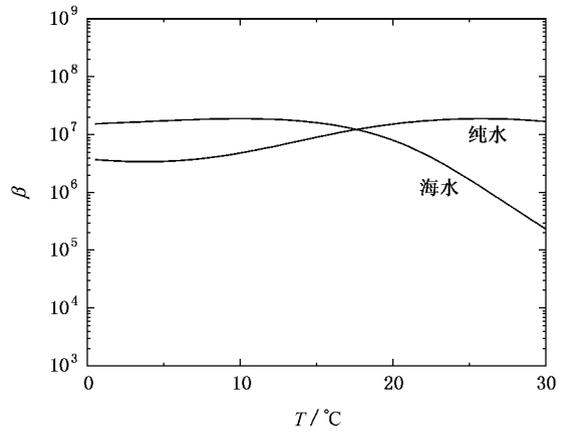


图 3 种子光放大率随水温的变化关系

频移及线宽各不相同,但布里渊散射信号的放大率在水温 25℃以下变化不大,而通常实际海水内部的温度也大约在 25℃以下.纯水的种子光放大率的带宽更宽些.我们将水的布里渊频移恰为放大介质的布里渊频移时所对应的水温称之为匹配温度.当水温偏离匹配温度,偏低部分频率失谐严重,但其布里渊线宽也在明显增加^[10],根据第一部分的理论,综合作用的结果是种子光放大率变化不大,考虑实际海水的温度,偏高部分虽然布里渊线宽在减小,但频率失谐较小^[10],故其放大率只是略有下降.这样,用室温的 CS₂ 做放大池介质就能对不同温度层的海水的布里渊散射信号有效放大,装置更加简单、实用.

4. 实验研究

为验证上述理论,利用图 4 所示的实验装置研究了纯水的 Stokes 种子光放大率随温度及种子光功率密度的变化.

Nd:YAG 调 Q 激光器由全反射镜 M₁,调 Q 染料片,偏振片 P₁,Nd:YAG 棒,小孔光阑和部分反射镜 M₂ 组成.二次谐波发生器 SHG 由倍频晶体和滤波片组成,输出 532 nm 的脉冲激光,重复率为 1 Hz.布

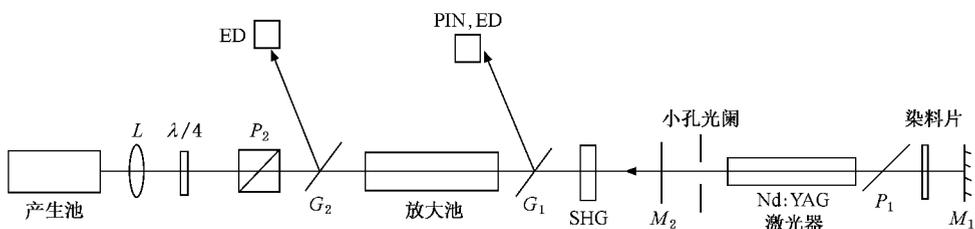


图 4 实验装置

里渊放大光路采用紧凑双池结构,产生池池长为 20 cm,放大池为 10 cm,两池间距为 20 cm.产生池中装入纯水,抽运光经偏振晶体和 1/4 波片,并由透镜 L ($f = 10$ cm)聚焦到产生池中产生 Stokes 种子光,透镜与产生池窗面间的距离为 2.7 cm.偏振晶体和 1/4 波片的作用是改变种子光能量,而对入射的抽运光基本无影响.若需要更低能量,可配合衰减片使用.测量前,先挡住产生池,只允许抽运光入射到放大池.经检测没有发现放大介质的 SBS 光,只有放大池窗片的反射光,用能量计记录其能量.然后注入种子光,经取样镜 G_2 反射提取种子光信号,进入能量计 ED_1 (ED200) 根据定标的取样镜的透反比计算出能量

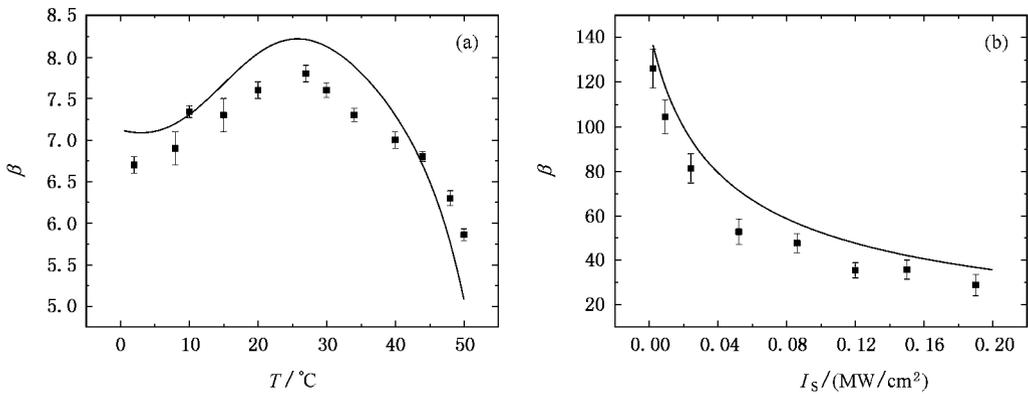


图 5 种子光放大率随水温(a)及种子光功率密度(b)的变化

图 5(b)为种子光放大率随种子光功率密度 (I_s)的变化规律.图中由测得的种子光能量以及光斑尺寸计算出种子光功率密度,近似从 $0.002 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 变化到 $0.2 \text{ MW}/\text{cm}^2$.实验时抽运光能量为 48 mJ,脉宽及光斑直径同上,种子光能量在 $5 \mu\text{J}$ 到 $400 \mu\text{J}$ 变化.理论模拟曲线和实验值变化趋势符合较好.此时产生池和放大池介质均为室温条件,在相同抽运光功率密度的情况下,随着种子光功率密度的增加,抽运光逐渐被抽空,饱和效应越来越明显,所以种子光放大率越来越小^[14].当种子光能量约为 $5 \mu\text{J}$ 时,放大率达 126.理论计算表明,选取合适条件,当种子光能量为 nJ 量级,放大率将达到 10^7 .

5. 结 论

本文研究了 Stokes 种子光信号发生频谱展宽且频率失谐时布里渊放大的基础理论,讨论了种子光

E_{Sin} 透射的光在放大池中与抽运光耦合,得到有效放大.经取样镜 G_1 反射,用能量计 ED_2 (ED200) 提取能量,再减去无种子光入射时窗片等的镜面反射能量,得到实际放大的输出能量 E_{Sout} .实验中的脉冲波形由 PIN 光电二极管和数字存储示波器 TDS684A 监测.

图 5(a)是种子光放大率随水温的变化规律,实验时抽运光能量为 35.0 mJ,脉宽为 7.8 ns,光斑直径 6.2 mm,种子光能量 1.4 mJ,脉宽为 6.3 ns,介质温度为室温 (20°C).由实验结果可知,虽然产生池水温在 $0\text{--}50^\circ\text{C}$ 变化,但放大率基本在 6.0—8.0 之间变化.根据实验条件进行数值模拟,考虑介质的吸收等原因,理论和实验有一定偏差,但变化趋势基本一致.

线宽及频率失谐对布里渊放大的影响,并将此理论应用于水中 Stokes 布里渊回波信号的频谱选择性光放大,解释了选取 CS_2 作为放大介质的原因.理论和实验研究了不同温度、不同功率密度水的 Stokes 布里渊散射信号的布里渊放大.结果表明,相同频率失谐时,频谱线宽较大的种子光信号放大效率更高,用室温 (20°C) 左右的 CS_2 作为放大介质,不同温度海水产生的 Stokes 种子光信号均能得到有效的布里渊放大,使装置更加简单、实用.相同抽运光功率密度的情况下,种子光的放大率随其功率密度的减小而增加.采用紧凑双池布里渊放大结构进行了实验验证,实验结果与理论模拟基本一致,当种子光能量为 $5 \mu\text{J}$ 时,信号放大率达 10^2 以上.此方案有望应用于布里渊雷达探测系统,提高信噪比,增加探测距离.为进一步提高放大率,降低噪声,计划采取独立双池布里渊放大系统,改进光路,选取合适的实验参数,这也是下一步研究工作的重点.

- [1] Liu D H , Xu J F , Li R S , Dai R , Gong W P 2002 *Opt. Commun.* **203** 335
- [2] Xu J F , Ren X B , Gong W P , Dai R , Liu D H 2003 *Appl. Opt.* **42** 6704
- [3] Gong W , Dai R , Sun Z , Ren X , Shi J , Li G , Liu D 2004 *Appl. Phys. B* **79** 635
- [4] Donald A L , Harold E S 1990 *SPIE Ocean Optics X* **1302** 568
- [5] Lu Y L 2006 *Chinese Journal of Lasers* **33** 339 (in Chinese) [吕月兰 2006 *中国激光* **33** 339]
- [6] Hasi W L J , Lu Z W , He W M , Wang S Y 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 51 (in Chinese) [哈斯乌力吉、吕志伟、何伟明、王双义 2005 *强激光与粒子束* **17** 51]
- [7] Yaakov G , Shmuel S 1992 *Opt. Lett.* **17** 862
- [8] Bel'dyugin I M , Efimkov V F , Mikhailov S I , Zubarev I G 2005 *Journal of Russian Laser Research* **26** 1
- [9] Hasi W L J , Lu Z W , He W M , Wang S Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 742 (in Chinese) [哈斯乌力吉、吕志伟、何伟明、王双义 2005 *物理学报* **54** 742]
- [10] Fry E S , Katz J W , Liu D H , Walther T 2002 *J. Modern Opt.* **49** 411
- [11] Boyd R W , Rzazewski K , Narum P 1990 *Phys. Rev.* **42** 5514
- [12] Yang J , Lu Z W , He W M , Lu Y L 2005 *Chinese Physics* **14** 343
- [13] Pohl D , Kaiser W 1970 *Phys. Rev. B* **1** 31
- [14] Ding Y C , Lu Z W , He W M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2767 (in Chinese) [丁迎春、吕志伟、何伟明 2002 *物理学报* **51** 2767]
- [15] Grosso V A 1974 *J. Acoust. Soc. Am.* **56** 1084
- [16] Quan X H , Fry E S 1995 *Appl. Opt.* **34** 3477
- [17] Immanuel L F 1968 *Molecular Scattering of Light* (New York : Plenum Press) p89
- [18] Gao W , Lu Z W , Dong Y K , He W M 2006 *Chinese Optics Letters* **4** 428
- [19] Kaiser W , Maier M 1972 *Laser Handbook* (Amsterdam : North Holland) p1077

Research on selective optical amplification of Brillouin spectrum of weak scattering signals in water^{*}

Gao Wei^{1,2)} Lü Zhi-Wei^{1)†} He Wei-Ming¹⁾ Zhu Cheng-Yu¹⁾ Dong Yong-Kang¹⁾

¹⁾ Institute of Opto-Electronics , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

²⁾ Department of Applied Physics , Harbin University of Science and Technology , Harbin 150080 , China)

(Received 14 September 2006 ; revised manuscript received 12 October 2006)

Abstract

The principle of selective optical amplification of weak scattering signal in water based on Brillouin amplification is presented. Based on the theoretical model of Brillouin amplification with frequency detuning , the influences of linewidth and frequency detuning of Stokes seed beam on Brillouin amplification are analyzed. The dependence of seed amplification factor on water temperature and seed power density are investigated. The theoretical calculations coincide with experimental results. Researches show that , taking the same frequency detuning into account , amplification factor of a spectrally broadened seed beam is higher than that of a narrow-linewidth signal beam. When 20°C CS₂ is used as amplifier medium , Stokes seed signals produced by different-temperature seawater are efficiently amplified. At the same pump power density , the amplification factor decreases with increasing signal power density. The amplification factor exceeds 10² for signal energy of 5 μJ.

Keywords : Brillouin scattering , Brillouin amplification , frequency detuning , linewidth

PACC : 4265C , 4225F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10476009 , 60478020) and the Program of Excellent Team in Harbin Institute of Technology.

[†] E-mail : zw_lu@sohu.com