

受激布里渊散射的线宽压缩及时间相干性*

张东¹⁾ 张磊¹⁾ 史久林²⁾ 石锦卫¹⁾ 弓文平¹⁾ 刘大禾^{1)2)†}

1) (南昌航空大学无损检测技术教育部重点实验室, 南昌 330063)

2) (北京师范大学物理系应用光学北京市重点实验室, 北京 100875)

(2011年6月2日收到; 2011年7月8日收到修改稿)

首先从实验上研究了受激布里渊散射(SBS)的线宽压缩效应. 发现线宽压缩直接受到脉宽压缩的影响. 进而提出了一种通过测量SBS脉宽来测量SBS线宽的新方法. 在此基础上, 详细讨论了SBS的时间相干性, 指出SBS的时间相干性不是固定不变的, 而是随线宽压缩的程度发生变化. 最后指出SBS的脉宽压缩率和时间相干性不能同时达到最佳值.

关键词: 受激布里渊散射, 线宽压缩, 时间相干性

PACS: 42.65.Es, 78.35.+c, 42.62.Eh

1 引言

受激布里渊散射(SBS)是非线性光学领域内一个重要的研究方向^[1-8]. SBS的一些特殊性质, 如相位共轭^[9-11]、脉宽压缩^[12]、放大^[13,14]、甚至有关慢光^[15,16]的研究, 都受到了广泛的重视, 并得到了很多应用. 频移和线宽是布里渊散射(BS)光谱中的两个重要参数. 在海洋监测中, BS的频移已被用于水中声速的实时测量^[17], BS的线宽也被成功应用于水温^[18,19]和水的黏滞系数^[20]的实时测量. 众所周知, SBS相比于BS有更高的信噪比^[21], 更适合于实际应用. 然而, 作为SBS中的一个重要性质, 关于线宽压缩的报道却非常鲜见. 因此, 关于SBS线宽压缩的研究是非常必要的.

另一方面, 相干性是光学中一个极为重要的基本问题. 但是到目前为止, SBS的相干性特别是时间相干性还尚未得到深入的研究, 尽管有人用连续激光器测量了光纤中SBS的相干长度^[22]. 然而脉冲激光激发的SBS与连续激光激发的SBS明显不同, 至少在脉宽压缩特性上是完全不同的. 事实上, 前述SBS的特殊性质几乎都直接或间接与相干性有关. 因此, 关于SBS相干性的深入研究对于更深刻地理解SBS具有重要意义, 同时对于SBS的进一步应用也是极为有益的.

本文首先对SBS的线宽压缩效应进行了研究,

揭示了线宽压缩与脉宽压缩之间的关系. 进而提出了一种通过测量SBS脉宽来测量SBS线宽的新方法. 在此基础上, 详细讨论了SBS的时间相干性, 指出SBS的时间相干性不是固定不变的, 而是随线宽压缩的程度发生变化. 最后指出SBS的脉宽压缩率和时间相干性不能同时达到最佳值.

2 SBS的线宽压缩

Boyd等^[23]从理论上给出了SBS光谱中斯托克斯分量的频率分布:

$$s(\omega) = \frac{8\pi\hbar\omega_S(\bar{n}+1)}{ncA\Gamma} \left[\exp \left[\frac{G(\Gamma/2)^2}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2} \right] - 1 \right], \quad (1)$$

则可推导出用角频率表示的SBS线宽(半值全宽)为

$$\Delta\omega = \Gamma \left(\frac{\ln 2}{G - \ln 2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

其中, \bar{n} 为单个模式声子场的平均声子数, \hbar 为普朗克常量, ω_S 为布里渊散射的斯托克斯分量频率, n 为介质折射率, c 为真空中光速, A 为抽象模拟的声子场的横截面积, $G = gIl$, g 为材料的布里渊增益系数, I 为抽运光强度, l 为光束在材料中的聚焦深度, Γ 为自发BS的线宽. 通常 G 的值大于25,

* 国家高技术研究发展计划(863计划)(批准号: 2009AA09Z101)和国家自然科学基金(批准号: 60778049, 10904003)资助的课题.

† E-mail: dhliu@bnu.edu.cn

因此有 $\Delta\omega < \Gamma$. 这表明, 相比于 BS, SBS 的线宽将被压缩.

图 1 为我们的实验装置. 这个装置可以实时测量 BS 或 SBS 的频移和线宽 [24]. 实验中所用的激光器为种子注入式脉冲 YAG 激光器 (Continuum Powerlite Precision II 8000), 重复频率为 10 Hz, 工作波长为 532 nm, 脉冲宽度为 8 ns, 线宽为 120 MHz. 考虑到 SBS 在阈值附近的稳定性较差, 实验中将抽运光的强度控制在高于阈值的一定范围内. 我们用一个 F-P 标准具分光产生光谱, 其自由光谱范围为 20.1 GHz, 其精细度 $F \geq 300$. 光谱用 ICCD 照相机 (PI-MAX 1003) 记录. 抽运光先后通过半波片、偏振分束镜和四分之一波片变为圆偏振光, 被一焦距为 300 mm 的聚焦的介质 (水) 中激发 SBS. 背向散射的斯托克斯分量再次通过四分之一波片后变为线偏振光, 并被偏振分束镜反射. 水温用一个温控水循环机精确控制, 其温孔精度为 0.02 °C.

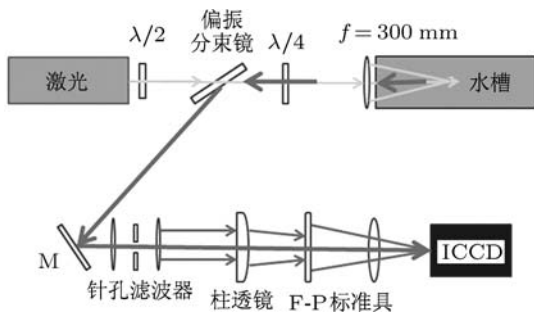


图 1 实验装置

通常, F-P 标准具产生的光谱为圆环形 (见图 2). 每一级光谱中包含两个圆环, 内环为 SBS 的斯托克斯分量, 外环为瑞利分量. 圆环形条纹的半径可表示为 $D_p^2 = pR\lambda$, 其中 $R = \frac{4n'_0 f^2}{n^2 h}$, p 为干涉级数, λ 为入射波长, h 为 F-P 两反射板的间隔, n'_0 和 n 分别为反射板内外的空气折射率, f 为 F-P 后侧所用的透镜焦距. 两相邻 SBS 分量或两相邻瑞利分量之间的间隔为标准具的自由光谱范围, 其值正比于 $\frac{(D_j^2 - D_{j-1}^2)}{D_j^2 D_{j-1}^2}$. 为了增加测量中的信噪比, 我们将一柱透镜放在标准具前 [25]. 这时, 原来分布在一个圆环上的光能量将被集中到两个光斑上, 从而明显提高信噪比. 由于我们所用 CCD 的像元尺寸为 12 μm , 我们用一个焦距为 1020 mm 长聚焦透镜将光谱成像在 CCD 上. 这样仅有三级条纹被记录在 CCD 上 (水平方向上共有 1024 个像元), 每一级条纹可以覆盖约 150 个像元, 由此可以最大限度减小由像元尺寸所导致的误差. 图 3 为测量的 SBS

光谱. 在我们的实验中, 由于 SBS 光谱中斯托克斯分量的能量远高于瑞利分量的能量, 因此光谱中只出现了斯托克斯分量, 而瑞利分量未能显示出来.

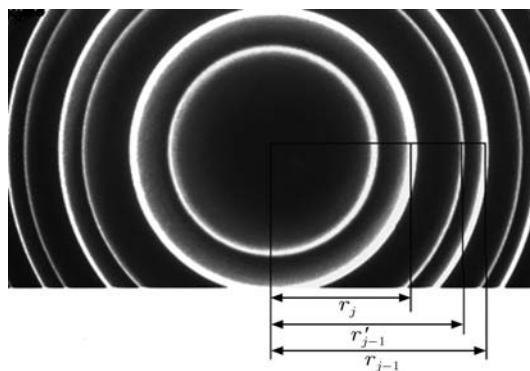


图 2 用 F-P 标准具和 ICCD 照相机测量的 SBS 光谱

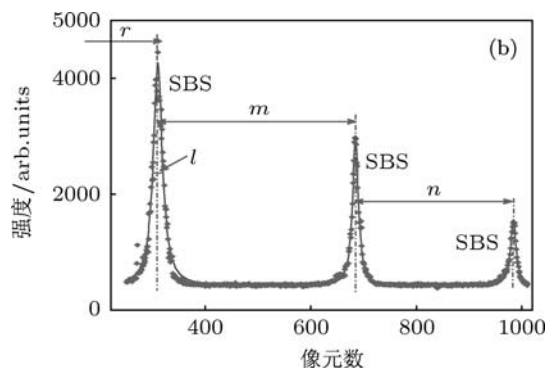
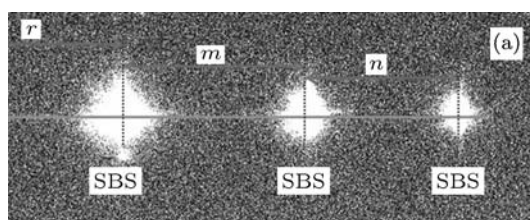


图 3 实测的水中 SBS 光谱 (a) 使用柱透镜形成的干涉光斑; (b) 对应于 (a) 的光谱图; 图中的实线为用洛伦兹型函数拟合的结果

根据图 3 所示的几何结构, 并利用前面的环形条纹表示, 我们可以得到:

$$(r+m)^2 - r^2 = (r+m+n)^2 - (r+m)^2,$$

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \approx \frac{(r+l/2)^2 - (r-l/2)^2}{(r+m)^2 - r^2} \cdot FSR \quad (3)$$

其中, r 为左侧第一个光斑最大光强处的几何半径 (用像元数目表示) m 和 n 分别为第二个光斑与第一个光斑之间和第三个光斑到第二个光斑之间的几何间隔, l 为第一个光斑半值全宽的几何宽度 (用像元数目表示), 这些数值都可由测量的光谱得到, FSR 为 F-P 标准具的自由光谱范围, 大小为 20.1 GHz. 因此可用 (3) 式确定 SBS 的线宽.

图 4 给出了抽运能量相同但温度不同的水中 SBS 光谱. 可以看到, 随着水温的增高, SBS 的线宽变窄, 而同时频移增大. 图 5 给出了在多个温度下测量的水中 SBS 线宽. 作为比较, 相同温度下的 BS 线也在图中给出.

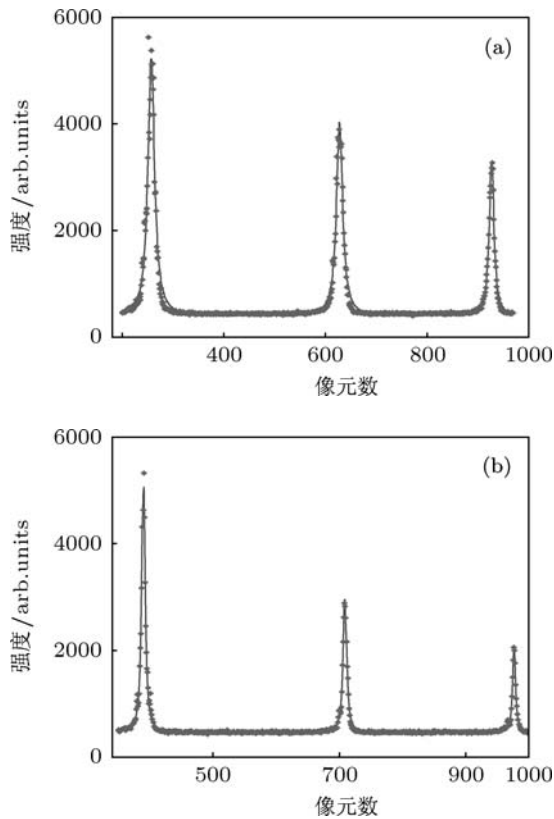


图 4 10 °C 和 40 °C 水中 SBS 光谱的测量结果 (a) 10 °C 水温的 SBS 实测光谱; (b) 40 °C 水温的 SBS 实测光谱; 实线为用洛伦兹线型函数拟合的结果

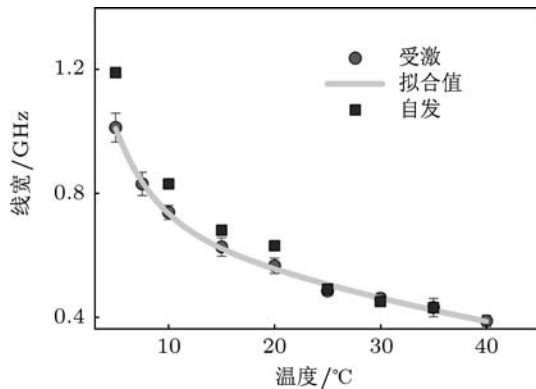


图 5 不同温度下水中的 SBS 线宽和相同温度下的 BS 线宽

由图 5 可以看到, SBS 中斯托克斯分量的线宽相比于 BS 被压缩. 低温时, 压缩效应非常明显, 而当温度升高时, 压缩效应变弱. 在某个温度处, 压缩效应消失, 这个临界温度约为 25 °C. 这是由于随着水温的增高, 水的黏性变小, 从而导致 BS 和 SBS

中斯托克斯分量的线宽变窄^[1,26]. 应该说明, 25 °C 是水的 SBS 线宽压缩临界温度, 对其他材料, 这个温度将不同.

这里必须指出, SBS 的脉宽压缩是有极限的, 这将导致线宽压缩也有极限. 这是由于通常情况下, 线宽与脉宽满足傅里叶变换的关系. 因此, 线宽的变化必然会由脉冲宽度的变化反映出来. 图 6 给出了在图 4 条件下所对应的脉冲波形的测量结果. 所用的示波器为安捷伦公司 DSO 7104A 型, 其带宽为 1 GHz. 所用探测器为 Electro-Optics Technology 公司 ET 2000 型, 其上升沿宽度为 200 ps. 图 6 所示的结果均有很好的时间波形.

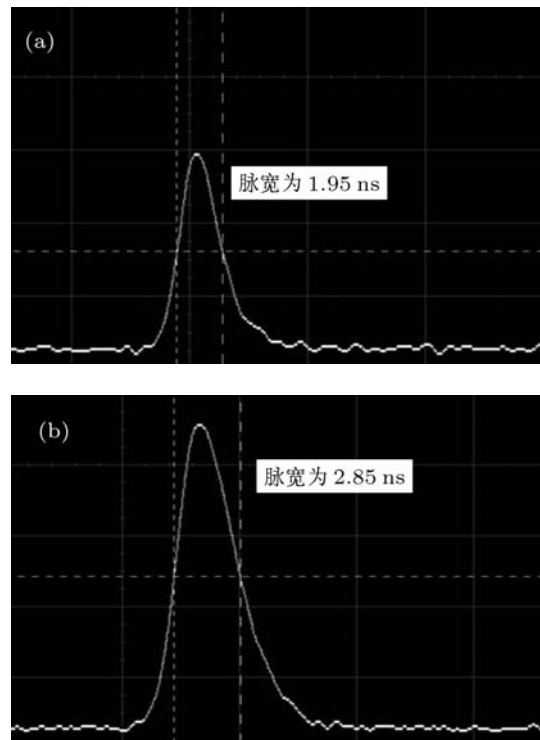


图 6 图 4 所示光谱所对应的脉冲波形测量结果 (a) 10 °C 水温时的 SBS 脉冲时间波形; (b) 40 °C 水温时的 SBS 脉冲时间波形

图 7(a) 给出了不同温度下水中 SBS 的脉冲宽度和线宽的测量结果, 而图 7(b) 则给出了由测量脉宽经傅里叶变换得到的 SBS 线宽. 在计算中, 我们假定斯托克斯分量的时间脉冲波形为高斯线型. 图 7(b) 所示的由脉宽经傅里叶变换得到的线宽与直接测量线宽得到的结果有偏差. 产生这种偏差的第一个原因是, 实际的 SBS 脉冲并不是理想的高斯线型, 这必然导致傅里叶变换后的计算结果变大. 作为一个例子, 我们用理想高斯线型函数经傅里叶变换估算了 40 °C 时水中的 SBS 线宽, 其值为 310 MHz, 而实验测量值为 380 MHz, 二者略有差异, 但两种方法得到的规律是相同的. 影响这种

差异的另一个因素源自测量 SBS 脉冲宽度的示波器, 脉冲宽度的测量误差必然导致线宽的测量误差. 但是这种偏差是可以修正的. 设 $F_{\Delta\nu}(T)$ 由脉宽测量未经傅里叶变换得到的 SBS 线宽, $F(T)$ 为修正因子, 则 SBS 的线宽可表示为

$$\Delta\nu(T) = F_{\Delta\nu}(T) * F(T), \quad (4)$$

式中, $F(T) = 2.174 - 0.0637T + 1.925 \times 10^{-3}T^2 - 2.225 \times 10^{-5}T^3$. 修正的结果也在图 7(b) 中给出. 这里必须指出, 对不同的测量系统, 修正因子是不同的, 必须在使用前对其进行定标.

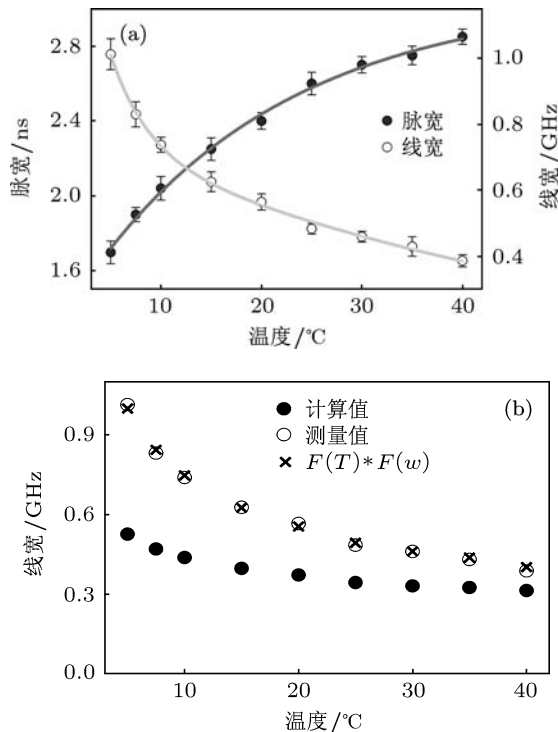


图 7 SBS 线宽与脉宽之间的关系 (a) 线宽和脉宽与温度的关系; (b) 由脉宽傅里叶变换计算得到的线宽

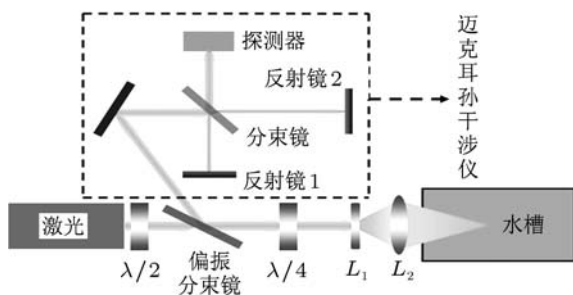


图 8 相干长度的测量装置 L 为透镜, $(\lambda/2)$ 为半波片, $(\lambda/4)$ 为四分之一波片, 为四分之一波片, 探测器为光谱仪或照相机

抽运光的能量及在水中的聚焦深度固定后, 被压缩的 SBS 线宽将由被压缩的 SBS 脉宽的傅里叶变换决定. 但必须注意的是, 抽运能量不能太高, 以保持好的 SBS 中斯托克斯分量的时间波形. 只有

在这种情况下, SBS 脉冲才满足傅里叶变换的关系. 一旦时间波形变差, 傅里叶变换的关系将被破坏.

基于上面的实验结果及讨论, 我们提出一种新的实时测量 SBS 线宽的简单方法: 首先用示波器测量 SBS 的脉冲宽度, 然后对脉宽进行傅里叶变换并乘以定标后的修正因子, 即可得到 SBS 的线宽. 图 7(b) 所示的结果就是这个方法的有力证明.

3 SBS 的时间相干性

时间相干性的最直接表征就是给出相干长度, 因此我们对 SBS 的相干长度进行了测量. 实验装置见图 8, 所用激光器同图 1, 实验样品为水. 被激发的 SBS 背向散射光进入一个迈克耳孙干涉仪产生等倾干涉条纹, 通过平移反射镜 M_2 改变两臂的光程差, 即可测量入射光的相干长度. 我们知道, 相干性是与线宽直接有关的, 根据第 2 节的讨论, 对于脉冲光源, 其时间波形不被破坏时脉宽与线宽满足傅里叶变换关系.

图 9 给出了所用激光器及其激发的 SBS 的时间波形. 所用示波器和探测器同第 2 节.

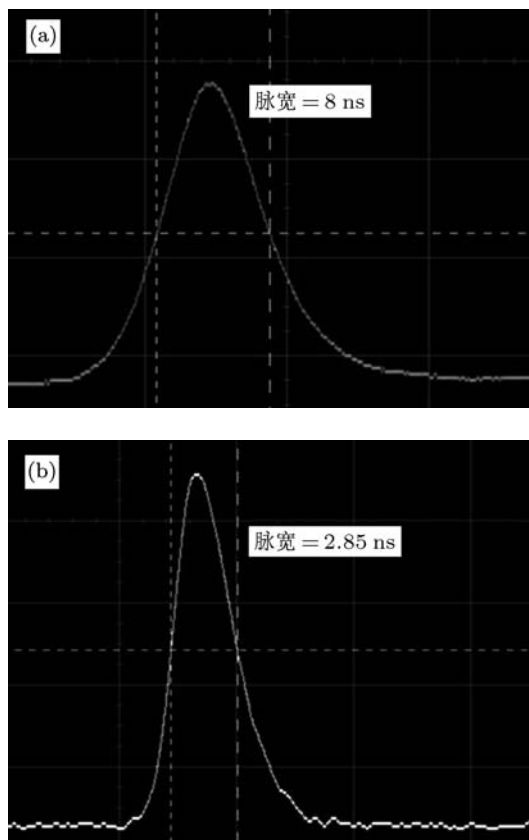


图 9 (a) 实验所用激光器输出脉冲的时间波形; (b) 激光器激发的 SBS 脉冲的时间波形

图 10 给出了 SBS 脉宽为 2.85 ns 时不同光程差下的干涉图。可以看到, 随着光程差的增大, 干涉条纹的可见度下降。但对于脉冲宽度为 2.85 ns 的 SBS 脉冲, 其时间波形良好, 脉冲仍在傅里叶变换极限之内。因此其相干长度可达 1.5 m。

如第 2 节所述, 当 SBS 的脉宽压缩率增大时, 其线宽将变宽, 因此相干长度将变短。图 11 给出了脉宽为 1.95 ns 时 SBS 的干涉图。可以看到, 对于较窄脉宽的 SBS, 干涉条纹的可见度明显变差。但由于脉冲仍保持较好的时间波形, 傅里叶变换关系仍然满足, 因此其相干长度仍可达到 0.8 m。

当 SBS 脉冲被大幅度压缩时, 其线宽与脉宽将不再满足傅里叶变换关系。这种情况下 SBS 的相干长度迅速变差。图 12(a) 和 (c) 所示的 SBS 脉冲, 整个波形已不再是准高斯型。尽管其主峰被压缩得很窄, 但整个脉冲却很宽。图 12(b) 和 (d) 给出了相应 SBS 脉冲的干涉图。可以看到, 即使光程差只有 0.3 m, 干涉条纹的可见度仍是非常低的, 这表明此时的相干长度非常短。极端情况下, 当 SBS 实现

对透射光的理想限幅时, 脉冲宽度将很宽, 但线宽却也很宽, 相干长度很短。需要说明的是, SBS 脉冲的脉宽压缩可通过改变抽运光能量和样品的温度来实现, 但获得不满足傅里叶变换关系 SBS 脉冲的最有效方法是提高抽运光的能量。

关于 SBS 的时间相干性可分析如下。对于迈克耳孙干涉仪, 其干涉结果可用自相关函数来表示 [27,28]

$$\Gamma(\tau) = \langle u(t + \tau)u^*(t) \rangle, \quad (5)$$

式中, $u(t)$ 是光扰动的位置和时间的实标量函数 $u(P, t)$ 的简缩表示, 符号 $\langle \rangle$ 表示自相关运算。可定义复相干度为

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)}, \quad (6)$$

其中, τ 为光程差所对应的时间差。由进一步的推导可得到迈克耳孙干涉仪干涉条纹的可见度为

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2k_1k_2}{k_1^2 + k_2^2} \gamma(\tau = 2h/c), \quad (7)$$

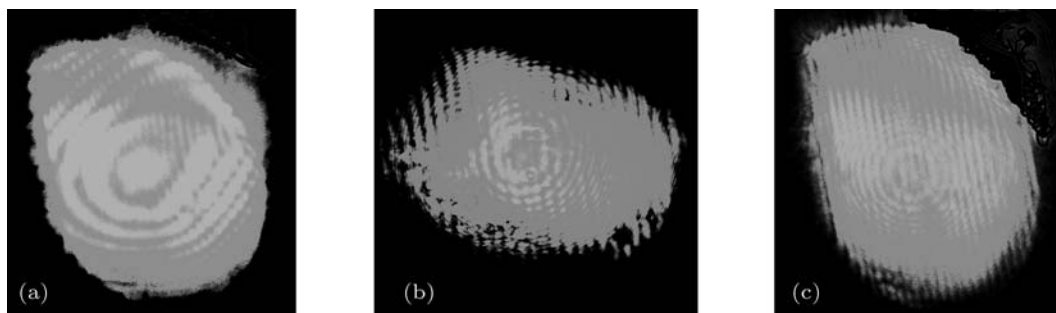


图 10 SBS 脉宽为 2.85 ns 时不同光程差下的干涉图 (a) 光程差为 0 m; (b) 光程差为 0.6 m; (c) 光程差为 1 m

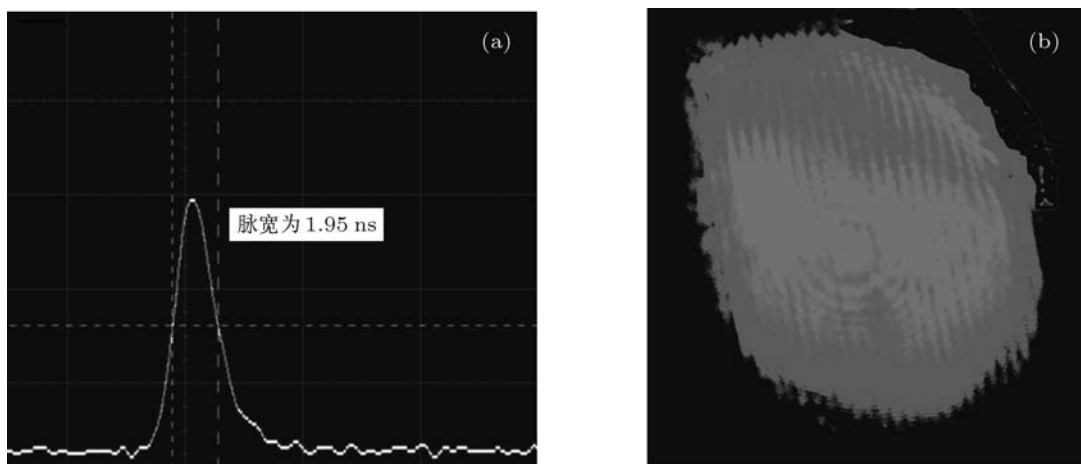


图 11 SBS 脉宽为 1.95 ns 时 0.6 m 程差下的干涉图 (a) 压缩的 SBS 时间波形; (b) 程差为 0.6 m 的干涉图

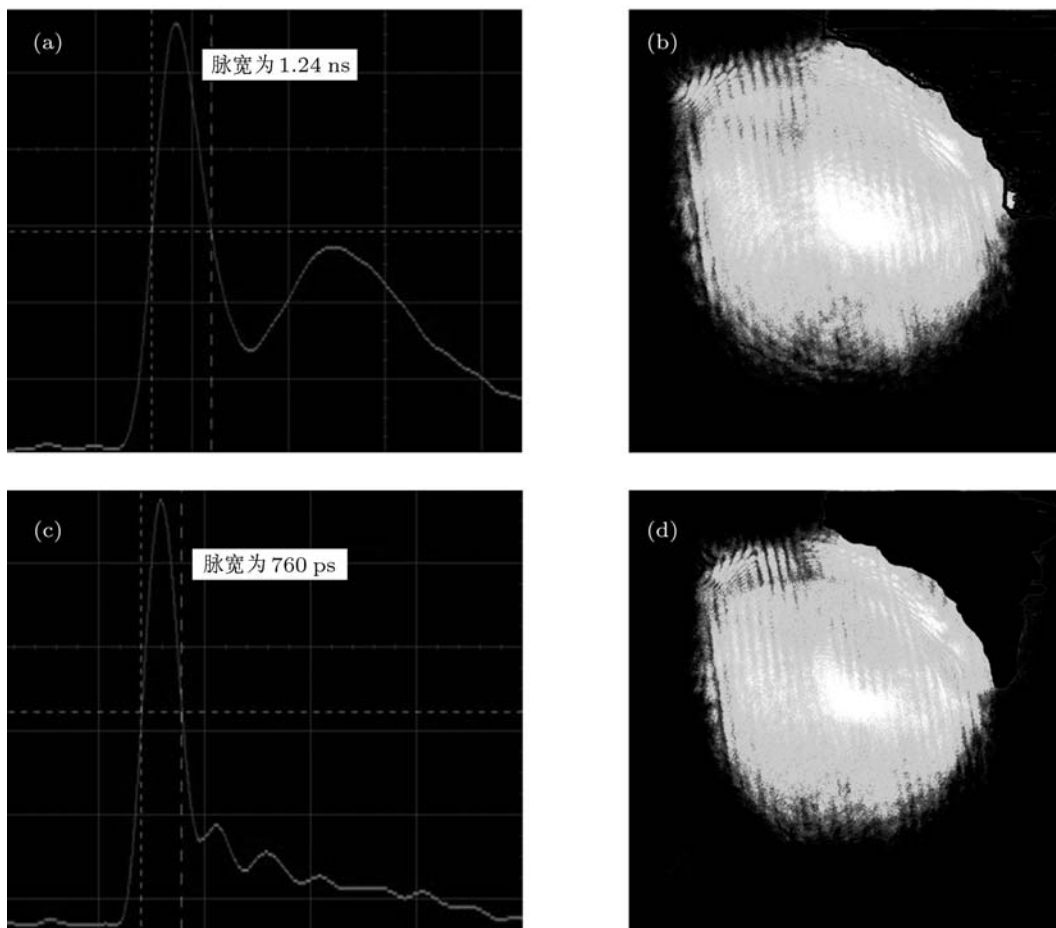


图 12 SBS 脉冲不满足傅里叶变换时的干涉图 (a) 主峰宽度为 1.24 ns 的 SBS 脉冲时间波形; (b) 图 (a) 对应脉冲在 0.3 m 程差下的干涉图; (c) 主峰宽度为 760 ps 的 SBS 脉冲时间波形; (d) 图 (c) 对应脉冲在 0.3 m 程差下的干涉图

式中, k_1 和 k_2 为干涉仪中两臂的透过率, $2h$ 为两臂的光程差, c 为真空中的光速. 在我们的实验中, 迈克耳孙干涉仪中分束镜的分束比为 1 : 1, 因此, $k_1 = k_2$. 则 (3) 式变为

$$V = \gamma(\tau = 2h/c). \tag{8}$$

表 1 给出了根据实验测量得到的不同脉宽时的 SBS 复相干度.

表 1 不同脉冲宽度的 SBS 的复相干度

SBS 脉冲宽度/ns	迈克耳孙干涉仪程差/m	干涉条纹可见度	复相干度 γ
2.85	0	1	1
2.85	0.6	0.4	0.4
2.85	1	0.2	0.2
1.95	0.6	0.2	0.2
1.24	0.3	0.18	0.18
0.76	0.3	< 0.15	< 0.15

由表 1 可以看出, SBS 的脉宽压缩率越高, 则复相干度越低. 随着 SBS 脉冲宽度的变窄, 相干度明显降低. 这意味着, 对于 SBS 不可能同时获得高脉宽压缩和高相干性, 只能根据实际需要选择其中的一个. 另外必须指出的是, 通常复相干度与功率谱密度互为傅里叶变换对, 然而当 SBS 的脉冲宽度被压缩到一定程度时, 它们不再满足傅里叶变换关系.

4 结论

SBS 的脉冲宽度与线宽在一定的抽运功率范围内满足傅里叶变换关系, 可简单地通过测量脉冲宽度得到线宽. SBS 的相干性不是固定不变的, 而是随着脉宽压缩的程度而变化. 高脉宽压缩率和高相干性不能同时获得.

- [1] Boyd R W 2008 *Nonlinear Optics* (New York: Academic Press) pp436–448
- [2] Damzen M J, Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A 2003 *Stimulated Brillouin Scattering: Fundamentals and Applications* (Bristol: IOP Publishing) pp33–36
- [3] Shen Y R 1984 *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley) pp201–210
- [4] Deng S Y, Guo S F, Lu Q S, Cheng X A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3164 (in Chinese) [邓少永, 郭少锋, 陆启生, 程湘爱 2005 物理学报 **54** 3164]
- [5] Hasi W L J, Lü Z W, He W M, Li Q, Ba D X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5654 (in Chinese) [哈斯乌力吉, 吕志伟, 何伟明, 李强, 巴德欣 2005 物理学报 **54** 5654]
- [6] Hasi W L J, Lü Z W, Li Q, Ba D X, Zhang Y, He W M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5252 (in Chinese) [哈斯乌力吉, 吕志伟, 李强, 巴德欣, 张祎, 何伟明 2006 物理学报 **53** 5252]
- [7] Gong H P, Lü Z W, Lin D Y, Lü Y L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2735 (in Chinese) [龚华平, 吕志伟, 林殿阳, 吕月兰 2006 物理学报 **55** 2735]
- [8] Yang J, Lü Z W, He W M, Ruan S C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4622 (in Chinese) [杨珺, 吕志伟, 何伟明, 阮双琛 2007 物理学报 **56** 4622]
- [9] Brignon A, Huignard J P 2004 *Phase Conjugate Laser Physics* (New York: John Wiley & Sons)
- [10] Sakai J I 1992 *Phase Conjugate Optics* (New York: McGraw-Hill) pp80–84
- [11] Kong H J, Lee S K, Lee D W, Guo H 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 051111
- [12] Hon D T 1980 *Opt. Lett.* **5** 516
- [13] Shin J S, Park S, Kong H J, Yoon J W 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 131116
- [14] Guo Q, Lu Z W, Wang Y L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 221107
- [15] Okawachi Y, Bigelow M S, Sharping J E, Zhu Z M, Schweinsberg A, Gauthier D J, Boyd R W, Gaeta A L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 153902
- [16] Schneider T, Junker M, Lauterbach K U 2007 *Opt. Lett.* **32** 220
- [17] Liu D H, Xu J F, Li R S, Dai R, Gong W P 2002 *Opt. Commun.* **203** 335
- [18] Hirschberg J G, Byrne J D, Wouters A W, Boynton G C 1984 *Appl. Opt.* **23** 2624
- [19] Schorstein K, Fry E S, Walther T 2009 *Appl. Phys. B* **97** 931
- [20] Xu J F, Ren X B, Gong W P, Dai R, Liu D H 2003 *Appl. Opt.* **42** 6704
- [21] Shi J W, Li G X, Gong W P, Bai J H, Huang Y, Liu Y N, Li S J, Liu D H 2007 *Appl. Phys. B* **86** 177
- [22] Wait P C, Newson T P 1995 *Opt. Commun.* **117** 142
- [23] Boyd R W, Rzazewski K 1990 *Phys. Rev. A* **42** 5514
- [24] Shi J W, Ouynag M, Gong W P, Li S J, Liu D H 2008 *Appl. Phys. B* **90** 569
- [25] Koski K J, Yarger J L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 061903
- [26] Fabelinskii I L (Translated by Beyer R T) 1968 *Molecular Scattering of Light* (New York: Plenum) pp359–362
- [27] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp466–467
- [28] Goodman J W 1985 *Statistical Optics* (New York: John Wiley & Sons) pp158–163

Line width compression and temporal coherence of stimulated Brillouin scattering*

Zhang Dong¹⁾ Zhang Lei¹⁾ Shi Jiu-Lin²⁾ Shi Jin-Wei¹⁾
Gong Wen-Ping¹⁾ Liu Da-He^{1)2)†}

1) (*Key Laboratory of Nondestructive Test (Ministry of Education), Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China*)

2) (*Applied Optics Beijing Area Major Laboratory, Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

(Received 2 June 2011; revised manuscript received 8 July 2011)

Abstract

The effect of line width compression of stimulated Brillouin scattering (SBS) is investigated experimentally. It is found that the line width compression is directly related to the compression of pulse duration. A new method of measuring the line width of SBS through measuring the pulse duration is proposed. The temporal coherence of SBS is also investigated. It is revealed that the temporal coherence of SBS varies with the compression ratio of pulse duration. High pulse duration compression and good temporal coherence cannot be obtained simultaneously.

Keywords: stimulated Brillouin scattering, linewidth compression, temporal coherence

PACS: 42.65.Es, 78.35.+c, 42.62.Eh

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA09Z101) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60778049, 10904003).

† E-mail: dhliu@bnu.edu.cn