

# 布里渊散射及其在激光雷达中的应用<sup>\*</sup>

石锦卫 弓文平 白建辉 刘大禾<sup>†</sup>

(北京师范大学物理系 北京 100875)

**摘 要** 在简要介绍布里渊散射的基本性质的基础上,重点介绍了布里渊散射在激光雷达中的应用。主要分析了布里渊散射在水中声速测量、粘滞系数的测量和水中目标探测方面的原理和技术实现。

**关键词** 布里渊散射 激光雷达

## Brillouin scattering and its application in LIDAR

SHI Jin-Wei GONG Wen-Ping BAI Jian-Hui LIU Da-He<sup>†</sup>

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

**Abstract** The essential characteristics of Brillouin scattering are first introduced, followed by a description of the applications of Brillouin scattering in LIDAR. Applications in measurements of the speed of sound in water and the bulk viscosity of water, as well as the detection of submerged objects are analyzed, together with a description of the technical details.

**Keywords** Brillouin scattering, LIDAR

### 1 研究背景

激光雷达是 20 世纪 60 年代才出现的一种新型雷达系统。它充分利用了激光的一系列特性,使整个雷达系统具有方向性好、分辨率高的优点,同时减小了整个系统的体积。

激光雷达的工作原理与微波雷达基本相同。雷达系统首先发射一个光信号,当这个光信号射到被测目标时被反射或散射,产生一个回波信号。雷达系统再接收这个回波信号,并经过处理和分析,得到我们所需要的信息。激光雷达通常用脉冲激光器作为光源,采用高灵敏度的探测器(通常是光电倍增管)配以大口径的接收系统来探测回波信号。

激光雷达按应用范围基本可分为两大类:空中探测激光雷达和海洋探测激光雷达。由于水对光有很强的吸收,这大大限制了激光在水中的探测深度,这也成为制约海洋激光雷达实际应用的主要因素。尽管美国、加拿大、澳大利亚等国均已有产品,但其探测深度通常在 40—50m,尚无大的突破。另外,到目前为止,激光雷达与微波雷达一样都是以幅度探

测的原理和形式工作的,即通过探测回波信号的幅度来获取有用的信息。这种工作方式最为简单。但也存在明显的缺陷,当背景噪声强度与回波信号强度可比时,无法分辨回波信号。军事上的隐身技术正是针对雷达的这一缺陷而发展起来的。

我们针对海洋激光雷达的上述问题,开展了布里渊散射激光雷达的研究。本文介绍了我们在这方面研究工作的一些初步进展。

### 2 光散射的基本特点

光散射是光与物质发生相互作用时产生的一种普遍现象。即使物质是纯净介质,光通过时仍可能发生散射,如介质中熵涨落引起的散射,分子偶极矩周期变化引起的散射等。光散射通常可分为两类:

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10574016,69988001),国家高技术研究发展计划(批准号:818-09-02,2002AA633110)资助项目,国防探索研究项目,国防基础科研项目和国防基础研究重大项目 2007-05-09 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: zhlhliu@bnu.edu.cn

第一类 弹性散射。这类散射现象的规律主要表现为 (1) 散射光频率与入射光频率相同( 即为弹性散射 ) (2) 散射光强度与入射光波长之间的关系一般表现为  $I \propto 1/\lambda^\sigma$  , 其中  $\sigma$  与散射中心的尺度  $a_0$  有关。若  $a_0 \gg \lambda$  则  $\sigma \rightarrow 0$  散射光强度与入射光波长无关( 如亨德散射 ) , 若  $a_0 \ll \lambda$  则  $\sigma \approx 4$  ( 如瑞利散射 ) , 若  $a_0$  与入射光波长可比, 则  $\sigma$  在 0—4 之间取值。这类散射在微小粒子尺度的测量中得到了广泛的应用<sup>[1]</sup>。

第二类 非弹性散射。介质的分子由原子和离子构成 , 它们按一定的规律做振动跃迁和转动跃迁 , 这使得分子的感生电偶极矩随时间周期性地变化 , 从而产生对入射光的散射作用( 即拉曼散射 ) 。另外 , 组成介质的各质点连续不断地做热运动 , 使得介质内始终存在着不同程度的弹性力学振动及相应的声波场。这意味着介质的密度( 从而也是折射率 ) 在时间和空间上产生周期性起伏。这也导致对入射光的散射作用( 即布里渊散射 ) 。非弹性散射的突出特点之一是散射光的频率相对于入射光发生了频移。拉曼散射和布里渊散射的产生机制使其在物质结构分析中得到了广泛的应用<sup>[2]</sup>。

激光问世后 , 由于其功率大 , 亮度高 , 相干性好 , 方向性好 , 大大促进了拉曼散射和布里渊散射这类非弹性散射研究的发展。

3 布里渊散射的基本特性<sup>[3]</sup>

如前所述 , 布里渊散射是一种非弹性散射 , 是由介质的密度涨落引起的。我们可以借助于一个形象的物理图象来描述布里渊散射。介质的弹性振动 , 使介质中存在着向各个方向传播的声波。每一个声波的波阵面相当于一个以声速运动着的镜子。当光射到这面镜子上时会发生反射。由于镜子是运动的 , 会产生多普勒效应 , 使我们接收到的反射光产生了一个多普勒频移。这就是布里渊散射 , 我们把相应的频移称为布里渊散射频移。声速( 镜子的速度 ) 的快慢 , 决定了布里渊散射频移的大小。由于各个方向都存在声波 , 在我们探测的方向上 , 向前传播的声波必然伴随着一个等速向后传播的声波。因此 , 布里渊散射中必然存在一个频率减小的分量 , 称为斯托克斯分量( 对应于向前传播的声波 ) , 以及一个频率增加的分量 , 称为反斯托克斯分量( 对应于向后传播的声波 ) 。图 1 为典型的水中布里渊散射光谱图。图中  $\nu_B$  和  $\Gamma_B$  分别为布里渊散射的频移和线宽。

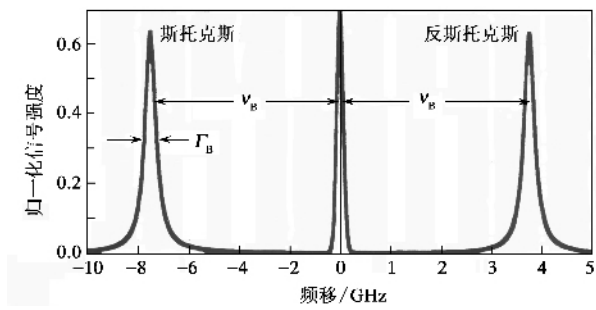


图 1 典型的布里渊散射光谱。图中无频移的中央散射峰为瑞利散射 , 瑞利散射峰两侧对称地位于  $\pm \nu_B$  处的两个峰为布里渊散射峰。 $\nu_B$  和  $\Gamma_B$  分别为散射峰的频移和线宽

由进一步的理论分析可以得到 , 布里渊散射频移  $\nu_B$  与声速  $v_s$  满足如下的关系<sup>[4,5]</sup> :

$$\nu_B = \pm \frac{2n}{\lambda} v_s \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) , \tag{1}$$

式中  $\lambda$  为入射光在真空中的波长 ,  $n$  为介质的折射率  $\theta$  为散射角。而布里渊散射线宽同介质的吸收和弛豫过程相联系 , 它与介质的多个热力学参数有关 , 可以表示为<sup>[6-8]</sup>

$$\Gamma_B = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{4}{3} \eta_s + \eta_b + \frac{\kappa}{C_p} (\gamma - 1) \right] , \tag{2}$$

式中  $\rho$  为介质的密度 ,  $\eta_s$  为介质的剪切粘滞系数 ,  $\eta_b$  为介质的体粘滞系数 ,  $\kappa$  为介质的热传导系数。  $\gamma = C_p / C_v$  ,  $C_p$  和  $C_v$  分别为介质的等压热容和等容热容。

上面介绍的是入射光能量较低时的自发布里渊散射的基本特性。而当介质中入射光的能量密度超过某一阈值后 , 非线性效应变得极为明显 , 这时将发生受激布里渊散射<sup>[9]</sup>。以脉冲激光为例 , 其物理过程可以这样描述 : 第一步 , 介质的热涨落引起各向同性的声波场 , 其元激发称为声子 ; 第二步激光脉冲前沿能量较低的部分射入介质 , 被声子散射 , 产生具有一定频移的自发布里渊散射信号 ; 第三步 , 自发的背向布里渊散射光与后续到达的激光脉冲更强的部分相互耦合 , 产生更强的前向声波场 ; 第四步 , 强声波场继续散射激光脉冲的后续部分 , 产生更强的背向受激布里渊散射光。以上过程不断重复 , 形成极强的正反馈过程 , 直至整个激光脉冲消失。在这个过程中 , 对于背向布里渊散射(  $\theta = 180^\circ$  ) , 激光与介质的相互作用距离最长 , 声子寿命最短 , 能够更快地建立受激布里渊散射过程。因此 , 受激布里渊散射中只有斯托克斯分量 , 而没有反斯托克斯分量。另外 , 受激布里渊散射的脉冲宽度被大幅度压缩。这些都与自发布里渊散射有很大的不同。由于受激布里渊

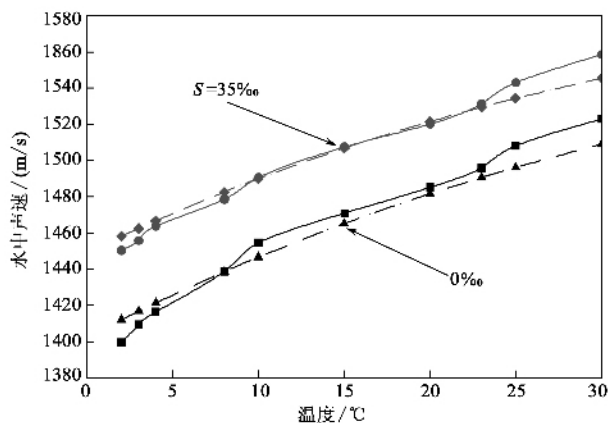


图2 用布里渊散射方法测得的不同温度、盐度条件下水中的声速。图中实为布里渊散射方法测量的结果,虚线为常规方法测量的结果

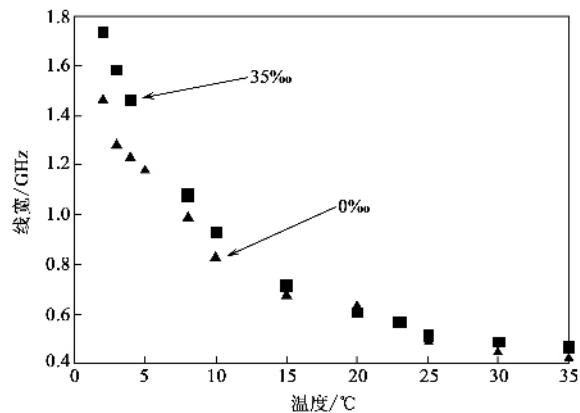


图4 不同温度下淡水和盐度为35‰的典型盐度海水的布里渊散射射线宽的测量结果

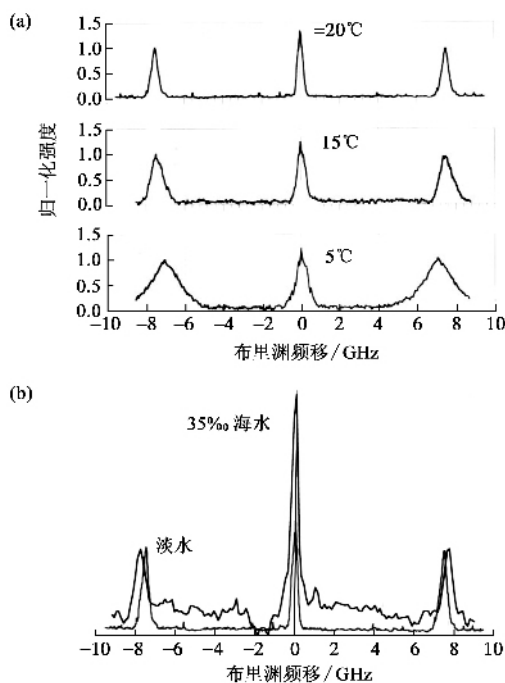


图3 不同温度和盐度条件下水中的实测布里渊散射光谱。图中纵坐标为归一化信号强度

散射的信号非常强,这对于信号的探测接受是极为有利的。受激布里渊散射还有许多其他特殊的性质。近年来,受激布里渊散射已在多个领域中得到了成功的应用。

#### 4 布里渊散射在激光雷达中的应用

上世纪80年代,美国 Hirschberg<sup>[10]</sup> 和 Collins<sup>[11]</sup> 等人首次提出将布里渊散射用于海洋监测,进行海水中声速、温度和盐度的测量。Leonard<sup>[12]</sup> 将

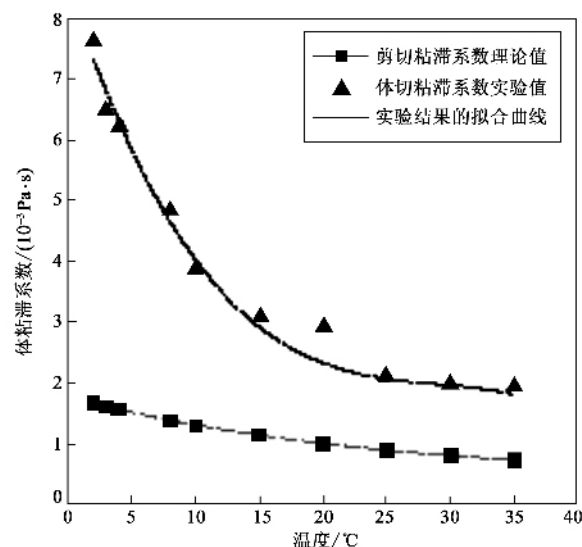


图5 布里渊散射法测量的淡水的体粘滞  $\eta_b$  系数。■为剪切粘滞系数,▲为体粘滞系数

布里渊散射方法和较早提出的拉曼散射方法<sup>[13]</sup> 进行了比较,认为布里渊散射方法比拉曼散射方法具有更高的测量精度。之后, Fry<sup>[4,14]</sup> 等人提出了新的技术,使布里渊散射在激光雷达中的应用有了新的发展。

我们应用布里渊散射激光雷达系统,在水中声速实时测量方面取得了进展<sup>[5]</sup>。我们又提出了用布里渊散射方法测量水的粘滞系数<sup>[8]</sup>,以及探测水下目标<sup>[15]</sup>的思想,并成功地进行了实际环境试验。下面分别介绍这几方面应用。

##### 4.1 水中声速的实时测量<sup>[5]</sup>

水中自发生成的弹性波使海洋中存在着一个自发的声场,因此,声速成为海洋监测和国防建设中一

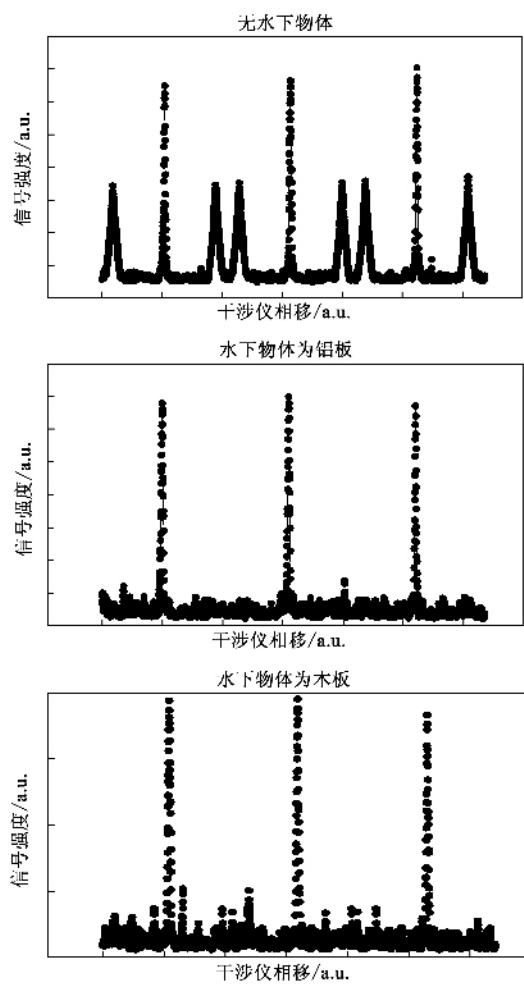


图6 用布里渊散射方法探测水下物体的原理实验结果

个重要的参数。由(1)式可知,水中的声速与布里渊频移有直接的关系。只要我们测出了布里渊频移就可以立刻得到水中的声速。图2为我们用布里渊散射方法得到的0‰的淡水和盐度为35‰典型盐度海水中声速的测量结果。我们同时给出了用常规方法测量的结果,以便于比较。与用常规方法测量的结果相比较,最大相对误差小于3%。

4.2 水体粘滞系数的实时测量<sup>[8]</sup>

液体的粘滞性包括两部分,剪切粘滞和体粘滞。人们通常所熟悉的是剪切粘滞。它描述了两层液体发生相对运动时的粘滞特性,并用剪切粘滞系数来描述。而体粘滞是描述液体受到周围压力作用,体积发生变化时与周围分子之间的粘滞特性,并用体粘滞系数来描述。对体粘滞系数的测量,原来都是通过测量水对超吸波收来间接测量,没有直接测量的方法。我们发现,水中布里渊散射的线宽同介质的吸收和弛豫过程相联系,而弛豫特性与粘滞性是直接有关的。(2)式就直接反映了体粘滞系数与布里渊散射线宽的关系,并可进一步表示为<sup>[8]</sup>

$$\eta_b = \frac{\rho v^2 \Gamma_B}{4\pi^2 \nu_B^2} - \frac{4}{3} \eta_s \tag{3}$$

由于水的剪切粘滞系数已有大量现成的数据,因此,只要从实验上测出布里渊散射的线宽,就可以立刻得到水的体粘滞系数。这表明,对水的体粘滞

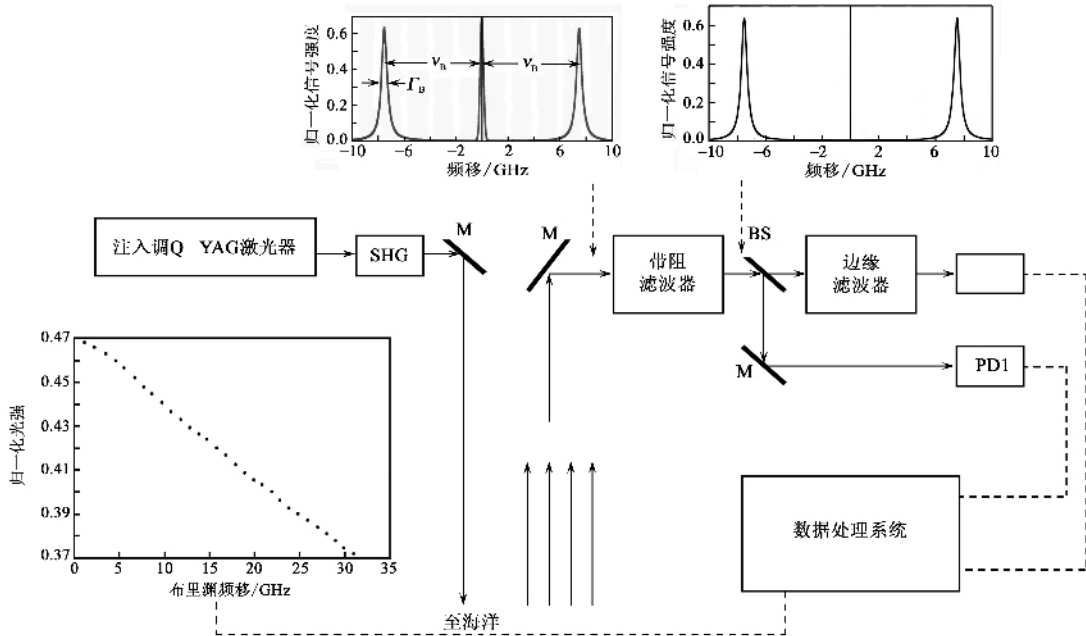


图7 实施方案的系统框图结构。图中给出了框图中各部分的光谱(虚线箭头所指)

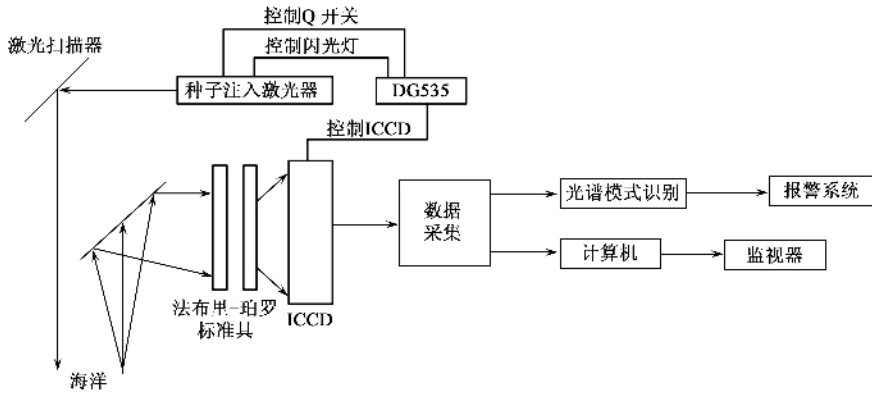


图8 基于 F-P 标准具和 ICCD 的探测系统框图结构。通过脉冲发生器( DG535 )对整个系统实现时序控制

系数的测量实际上归结为对水中布里渊散射光宽的测量。图3为我们实验测量的不同温度和盐度条件下水中的布里渊散射光谱。图中纵坐标为归一化信号强度。图4为实验测量的不同温度和盐度条件下水中的布里渊散射光宽。而图5则是利用布里渊散射方法测得的水的体粘滞系数。图5中给出的剪切粘滞系数曲线是由美国出版的《物理与化学手册》中的数据拟合得到的。

#### 4.3 水下物体的实时探测<sup>[15]</sup>

根据布里渊散射的原理,水中的布里渊散射只能在水中发生,如果水中某处有物体存在,则该位置处的水被物体所取代,即该处实际上无水。因此,当我们测量该处的散射光谱时,水中的布里渊散射分量由于无水而消失。这就是用布里渊散射方法探测水下物体的物理基础。图6为原理实验结果。由图6可以清楚看到,当水下有物体时,水的散射光谱中布里渊散射峰消失。即,当散射光谱中有布里渊散射峰时,表明无水下物体;而当散射光谱中无布里渊散射峰时,表明有水下物体。这里要强调指出一点,我们所用的铝板和木板的表面反射率差别很大,但我们得到的散射光谱具有完全相同的结构。这表明,用布里渊散射方法探测水下物体时,探测率与被测物体的表面反射率无关。

以上几项应用在海洋监测和国防中都有着重要意义。

### 5 布里渊散射激光雷达系统

实验室中所用的装置多为扫描干涉仪。这虽然可以精确测量布里渊散射光谱,但由于目前能够实

际使用的大功率脉冲激光器的重复频率均较低,通常为10Hz。因此,为了保证足够的采样数目,扫描干涉仪的扫描周期必须足够长(我们在原理实验中取100s)。这样长的扫描周期无法实现实时探测。另外,为保证扫描干涉仪的测量精度,要求入射光应是严格的平行光,这在实际中也是很难满足的。

图7所示的边缘探测系统<sup>[16,17]</sup>在实际应用方面有了改进。为了保证测量的精确,必须把散射中频率不发生移动的光完全吸收掉。图7给出了系统不同部分所对应的光谱,从而可以更好地了解边缘探测系统的工作过程。边缘探测系统对散射光的平行度没有要求,还可以测量单脉冲的散射信号。但它也有明显的不足。由于它是利用光强来测量频率,因此,对激光器的频率稳定性提出了非常苛刻的要求。这种要求在实际中是很难实现的。另外,边缘探测系统无法得到散射光谱。这也给其应用带了很大限制。而图8所示的系统则是一个可以实际使用的激光雷达系统。在这个系统中,用固体法布里-珀罗标准具对散射信号进行分光,用ICCD记录光谱。这个系统对散射光的平行度和激光器的稳频特性均没有严格的要求,而且可记录单脉冲所产生的光谱。具有很好的实用价值。

### 6 受激布里渊散射的利用

1990年,Leonard<sup>[18]</sup>指出,受激布里渊散射的稳定性较差,不易控制。另外,受激布里渊散射的发生需要消耗大量的激光能量<sup>[19]</sup>。因此,到目前为止,几乎全部激光雷达系统都尽量避免受激散射的发生。然而,我们最近发现,受激布里渊散射有其突出的优点,只要能够合理利用,可大幅度提高激光雷达

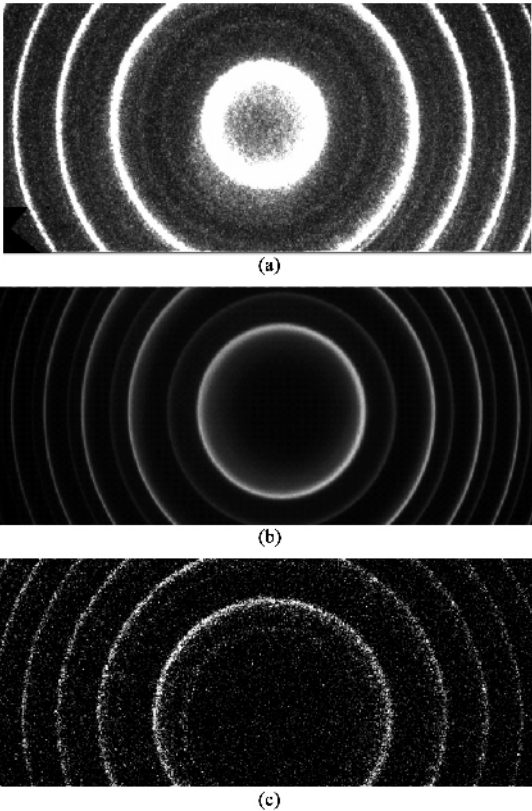


图9 用图8的系统得到的水中不同深度处的散射光谱(图中给出了所对应的信噪比) (a)自发布里渊散射,深度3m,SNR=2.4 (b)受激布里渊散射,深度3m,SNR=136 (c)受激布里渊散射,深度18m,SNR=2.6

的性能<sup>[20]</sup>。

在图8所示的系统中,先将激光束发散,然后再会聚到水中。这样,激光束刚进入水中时,由于能量密度较低,只发生自发布里渊散射,从而以小的能量损耗向前传播。在光束的会聚点附近,光束的能量迅速增加,并高于受激布里渊散射发生的阈值,因而在水中发生受激布里渊散射。由于受激布里渊散射的强度远大于自发布里渊散射,这使得回波信号的强度大大增强,明显提高了探测深度。另外,光束会聚后,能量密度高于受激布里渊散射阈值距离范围远小于一个脉冲宽度所对应的光传播距离,因此,深度探测的精度也同时得到了明显的提高。图9为用图8的系统得到的水中不同深度处的散射光谱。可以看到,探测深度和信噪比都得到了明显的提高。

综上所述,布里渊散射展示了其在激光雷达中很好的应用前景。目前,我们正在设计新的系统,以进一步提高激光雷达的性能,并开展相应的研究工作。

参 考 文 献

[ 1 ] Jones A R. Electromagnetic scattering and its applications London :Applied Science Publishers ,1981

[ 2 ] 程光熙编著. 拉曼 布里渊散射——原理及应用. 北京: 科学出版社,2001[ Cheng G X. Raman and Brillouin Scattering. Beijing :Science Press ,2001( in Chinese ) ]

[ 3 ] Fabrlinskii I L. Molecular Scattering of Light. New York :Plenum Press ,1968

[ 4 ] Hickman G D ,Harding J M ,Garnes M C *et al.* Remote Sens. Environ. ,1991 ,36 :165

[ 5 ] Liu D H ,Xu J F ,Li R S *et al.* Opt. Commun. ,2002 ,203 :335 - 340

[ 6 ] Litovitz T A ,Davis C M. Structural and shear relaxation in liquids. In :Mason W P Ed. Physical Acoustics. New York :Academic Press ,1965. 281 - 349

[ 7 ] Collins D J ,Bell J A ,Zanini R. Proc. SPIE ,1984 ,489 ( Blizards M A Ed. )Ocean Optics VII ,2470269

[ 8 ] Xu J F ,Ren X B ,Gong W P *et al.* Appl. Opt. ,2003 ,42 :6704

[ 9 ] Damzen M J ,Vlad V I ,Babin V *et al.* Stimulated Brillouin Scattering - Fundamentals and Applications. Bristol :Institute of Physics Publishing ,2003

[ 10 ] Hirschberg J G ,Byrne J D ,Wouters A W *et al.* Appl. Opt. ,1984 ,23 :2624 - 2628

[ 11 ] Collins D J ,Bell J A ,Zanoni R *et al.* Proc. SPIE. ,1984 ,489( In :Blizards M A Ed. Ocean Optics VII ) ,247

[ 12 ] Leonard D A ,Sweeney H E. Proc. SPIE. ,1988 ,925 :407

[ 13 ] Leonard D A ,Caputo B ,Hoge F E. Appl. Opt. ,1979 ,18 :1732

[ 14 ] Yves Emery ,Edward S Fry ,Proc. SPIE ,1997 ,2963 :210

[ 15 ] Gong W P ,Dai R ,Sun Z H *et al.* Appl. Phys. B ,2004 ,79 :635

[ 16 ] Dai R ,Gong W P ,Xu J F *et al.* Appl. Phys. B ,2004 ,79 :245

[ 17 ] Gong W P ,Shi J W ,Li G X *et al.* Appl. Phys. B ,2006 ,83 :319

[ 18 ] Leonard D A ,Sweeney H E. Proc. SPIE. ,1990 ,1302 :568

[ 19 ] 刘娟,白建辉,倪恺等. 受激布里渊散射对激光在水中衰减特性的影响,物理学报,排版印刷中[ Liu J ,Bai J H ,Ni K *et al.* The effect of stimulated Brillouin scattering on attenuation characteristics of laser in water ,Acta Phsica Sinica ,in press ( in Chinese ) ]

[ 20 ] Shi J ,Li G X ,Gong W *et al.* Appl. Phys. B ,2007 ,86 :177