

文章编号: 1001-3806(2004)04-0420-04

关于布里渊散射强度角分布的探讨

高英, 杨克成, 夏珉

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 运用经典的电磁场理论对布里渊散射强度和散射截面进行了推导, 并在此基础上结合量子电动力学理论改进了经典的布里渊散射截面公式, 对布里渊散射过程经典理论和量子理论的两种描述进行了比较和讨论。

关键词: 激光; 布里渊散射; 散射强度角分布; 散射截面

中图分类号: O437.2 **文献标识码:** A

Discussion about angular distribution of Brillouin scattering intensity

GAO Ying, YANG Ke-cheng, XIA Min

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan 430074, China)

Abstract: The intensity and angular distribution of Brillouin scattering have got much attention with the development of light scattering detection technique, especially in ocean detection with Brillouin scattering. The Brillouin scattering cross section is deduced with classical electromagnetic theory, and improved when we combine quantum electrodynamics with classical electromagnetic theory. At last, both ways in depicting the physics process of Brillouin scattering underwater are compared and discussed intensively.

Key words: laser; Brillouin scattering; angular distribution of scattering intensity; scattering cross section

引言

光散射方法作为一种海洋监测方法被提出后, 喇曼散射和布里渊散射就被运用于海洋探测, 如探测海水的声速、温度及盐度等参数^[1-4]。随着实验和理论研究的深入, 布里渊散射方法以测量精度高于喇曼散射方法而备受重视^[5-6]。布里渊散射是指入射光波场与介质内弹性声波场之间相互作用而产生的一种散射现象, 实际上是由多普勒效应引起的, 其主要特点是散射光的频率相对于入射光发生了频移。人们就是利用布里渊散射频移量与散射介质本身特性之间的关系进行海洋探测^[3, 4]。利用海水中的布里渊散射, 不仅可以通过布里渊频移量与介质之间的关系来探测海水的各种参数; 还可以通过判断布里渊散射的有无来探测水下潜艇、水雷等物体; 进一步研究, 还可以运用布里渊散射探测隐形飞机及隐形潜艇、水雷, 这对国防建设将会有积极的促进作用。另外, 海水中的布里渊散射信号是通过频率

与其它散射信号相区分, 具有相当高的信噪比。

近年来, 由于脉冲激光器提供了良好的探测光源, 以及信号检测方法的不断改进, 布里渊散射激光雷达水下目标探测技术迅速发展起来^[4, 7]。随着研究的深入和测量精度要求的不断提高, 越来越需要对布里渊散射过程在介质中的特性进一步深入的研究, 比如布里渊散射在水下的散射强度及其分布, 体积散射函数等。

1 经典电磁场理论对激光布里渊散射的描述

在 $h\omega_q \ll k_B T$ (h , k_B 分别是普朗克常数和玻耳兹曼常数, ω_q 是声学声子的频率, q 表示波矢) 条件下, 且满足声波波长远远大于晶格常数的条件, 已被激发了的介质和光电磁波可当作连续介质中的平面波来处理。用 E, E' ; k, k' 和 ω, ω' 分别表示入射光、散射光的电场矢量、波矢和相应的频率。介质的介电常数为 $\epsilon' = \epsilon + \delta\epsilon$, ϵ 是无起伏时的介电常数, $\delta\epsilon$ 是介电常数做微小周期振动引起的增量, 且 $\delta\epsilon \ll \epsilon$ 。

根据麦克斯韦方程组, 可以得到 D' 的表达式:
$$\nabla^2 D' + k^2 D' = -\epsilon_0 \cdot \nabla \times \nabla \times (\delta\epsilon \cdot E) \quad (1)$$

式中, $k' = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \omega'}$, 为散射光的波矢量。

(1) 式左边是波动方程, 右边是包含入射场和对

作者简介: 高英(1979-), 女, 硕士研究生, 现从事激光海洋探测技术研究。

E-mail: yingzizai@eyou.com

收稿日期: 2003-07-29; 收到修改稿日期: 2003-10-22

介质激发的源,利用离源很远处的推迟势的熟知近似表达式,可以求出(1)式的解为:

$$D' = - \frac{\epsilon_0 \exp[i \mathbf{k}' \cdot \mathbf{R}_0]}{4\pi R_0} \mathbf{k}' \times \mathbf{k}' \times \mathbf{G} \quad (2)$$

式中,散射矢 $\mathbf{G} = \delta \epsilon \mathbf{E} \int \exp[-i(\mathbf{k}' - \mathbf{k} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}] dV = \delta \epsilon \mathbf{E} V \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k} + \mathbf{q})$ 。式中, \mathbf{q} 为声学声子波矢, V 为散射空间元, \mathbf{R}_0 为散射源到场点的坐标。对于远场,用 $D' = \epsilon_0 \epsilon' \mathbf{E}'$ 可得到如下方程:

$$\mathbf{E}' = - \frac{\exp[i \mathbf{k}' \cdot \mathbf{R}_0]}{4\pi \epsilon' R_0} \mathbf{k}' \times \mathbf{k}' \times \mathbf{G} \quad (3)$$

$$I' = I_0 \frac{k^4 V^2}{16\pi^2 \epsilon'^2 R_0^2} / \delta \epsilon / \sin^2 \theta \quad (4)$$

式中, θ 为 \mathbf{k}' 与 \mathbf{G} 之间的夹角,即散射光波矢 \mathbf{k}' 与入射光场强 \mathbf{E} 的夹角, $I_0 = \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 / 2$ 为入射光波的强度。 $\delta \epsilon$ 是由介质振动引起的介电常数的起伏(对于布里渊散射而言,是由声振动引起的介电常数的起伏),这样就求出了散射波未平均的场和强度,为了进一步研究散射光的强度和角分布,需用张量的概念。张量描述的过程很复杂,在此只给出结论:任何散射过程都可以表示成 3 种过程(3 种散射类型)的叠加形式,分别称为标量散射、对称散射和反对称散射。对于自然光,它们的强度角分布分别为:

$$I = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta), I = \frac{3}{40} (14 - \sin^2 \theta), I = \frac{3}{8} (2 + \sin^2 \theta) \quad (5)$$

式中, θ 为入射光波矢和散射光波矢的夹角,即散射角,并且以上强度都是归一化的。

按照光频率改变的特征,散射可分为非弹性散射(频移量大)和准弹性散射(无频移或者有但很小),通常研究的瑞利散射和布里渊散射都属于后一种情况,属于频率量改变小的散射。首先,对于频率改变小的散射,不存在反对称散射部分。气体内的瑞利散射(这里指的是由分子的各向异性起伏引起的),属于对称型散射;液体内的情况较复杂,一般来说,不能断言液体中瑞利散射是纯对称散射而没有掺杂标量散射部分,布里渊散射属于标量散射,因为布里渊散射是由声振动引起介质密度的起伏,标量密度的起伏所引起的散射也是标量型的。

首先比较一下液体中的布里渊散射和瑞利散射强度角分布的情况,简便起见,可认为液体中的瑞利散射和气体中的一样,都属于对称散射,得到如图 1 所示极坐标图。由图 1 可知,瑞利散射在各个方向的强度分布很均匀,前向和后向散射对称且比侧向

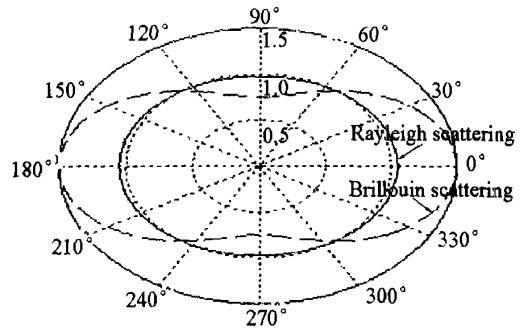


Fig. 1 Angular distribution (normalized) of Brillouin (dashed-dot line) and Rayleigh (solid line) scattering

散射略微大一些,几乎是各个方向平均,当然,如果考虑实际的瑞利散射过程中可能掺杂的标量散射,侧向散射会相对减弱一些,而且掺杂的标量散射愈多,侧向散射愈弱;而布里渊散射的前向和后向散射对称但比侧向散射大很多,前向和后向散射几乎是侧向散射的两倍。总之,即使瑞利散射中掺杂有标量散射,布里渊散射的方向选择性也比瑞利散射强。

通常描述散射过程用散射微分截面 $\sigma(\theta)$ 这一物理量,即被散射到单位立体角内电磁波的能量与入射光波强度的比值,其实质是散射强度在各个方向上的分布。散射微分截面的定义为:

$$\sigma(\theta) = I' R_0^2 / I_0 \quad (6)$$

由(4)式得布里渊散射微分截面:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \frac{k^4 V^2}{16\pi^2 \epsilon'^2} / \delta \epsilon / \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) = \frac{1}{2} \sigma(0^\circ) (1 + \cos^2 \theta) \quad (7)$$

式中, $\sigma(0^\circ)$ 为散射角 $\theta = 0$ 时的散射微分截面。

(7)式即为布里渊散射截面公式,其实质就是汤姆逊散射截面公式(即自由电子散射截面公式),其角分布的特点是在 90° 处左右对称。经典的汤姆逊微分截面公式只有在电磁波频率不太高时才符合实际情况,当 $h\omega$ 增大时,散射波逐渐向前倾,而后向散射减弱,这时,经典的电磁场理论很难解释清楚,因为当 $h\omega$ 增大时,光子的量子效应显著,不能再用经典的电磁场理论描述光场。只有运用量子电动力学中的克莱因-仁科公式来解释^[8,9]。

2 激光布里渊散射的量子电动力学理论描述

为了理论和实际情况相符合,将经典的电磁理论和量子电动力学理论相结合来解释或者描述布里渊散射过程。用量子电动力学描述散射过程的理论推导很复杂,在此只给出结论。克莱因-仁科公式为^[10,11]:

$$\sigma(\theta) = \frac{r_0^2}{4} \left[\frac{\omega}{\omega'} \right]^2 \left[\frac{\omega'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega'} - \sin^2 \theta \right] \quad (8)$$

式中, r_0 为电子的经典半径。

相应地结合前面运用经典理论推导的布里渊散射截面公式, 布里渊散射微分截面的克莱因-仁科公式可表示为:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \frac{k^4 V^2}{16\pi^2 \epsilon^2} / \delta \epsilon / 2 \left[\frac{\omega'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega'} - \sin^2 \theta \right] = \frac{1}{2} / \delta \epsilon / 2 \frac{\pi^2 V^2}{\epsilon^2 c^4} \nu^4 \left[\frac{\nu'}{\nu} + \frac{\nu}{\nu'} - \sin^2 \theta \right] \quad (9)$$

式中, ν, ν' 为入射光、散射光频率。

又根据布里渊散射频移公式^[12,13]: $\frac{\Delta \nu_B}{\nu} = \pm 2n \times \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2}$ 和 $\nu' = \nu + \Delta \nu_B$, 式中, $\Delta \nu_B$ 为布里渊频移, ν 为入射光频率, n 为介质折射率, v_s 为介质中声速, c 为光速, θ 为散射角。可以得到:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} / \delta \epsilon / 2 \frac{\pi^2 V^2}{\epsilon^2 c^4} \nu^4 \left[1 \pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right]^4 \times \left[\pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} + \frac{1}{1 \pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2}} + \cos^2 \theta \right] \quad (10)$$

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \sigma(0^\circ) \left[1 \pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right]^4 \times \left[\pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} + \frac{1}{1 \pm 2n \frac{v_s}{c} \sin \frac{\theta}{2}} + \cos^2 \theta \right] \quad (11)$$

式中, $\sigma(0^\circ)$ 表示散射角 $\theta=0$ 时对应的散射截面。

3 经典和量子理论对激光布里渊散射过程描述的比较

图 2 是克莱因-仁科散射截面函数在不同散射

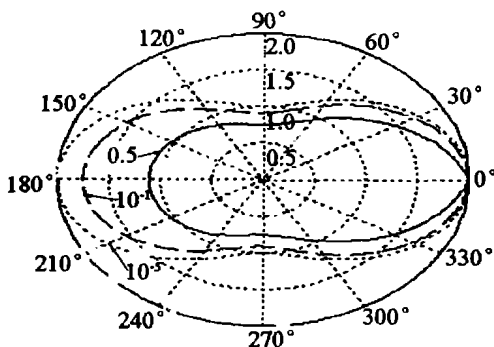


Fig. 2 Different Klein-Nishina's scattering cross sections with different ratios of frequency shift to center frequency

频移量下的比较图, 取散射频移量与入射光频率之比分别为 10^{-5} (虚线)、 10^{-1} (点画线)、0.5 (实线), 得

到由外到内克莱因-仁科散射截面函数曲线, 可以看出, 当散射频移量不断的增大时, 散射波逐渐前倾, 后向散射减弱。由此可以得出当散射频移量不太大时, 散射强度的角分布接近于经典散射模型; 当散射频移量较大时, 散射强度的角分布不再在 90° 处左右对称, 而是后向散射不断减弱。

取海水温度为 20°C 、盐度为 35‰ , 取典型参数折射率 $n=1.33$, 入射光波长 $\lambda_0=532\text{nm}$, 海水中声速 $v_s=1500\text{m/s}$, 海水的布里渊频移在其中心频率 7.5GHz 左右, 散射频移量与入射光频率之比为 10^{-8} , 属于小散射频移。其经典散射截面公式和克莱因-仁科散射截面公式差异不大, 见图 3, 两条曲线完全重合, 因此对于海水中的布里渊散射, 经典的散射模型和量子电动力学模型吻合得很好, 用经典的电磁场散射模型解释布里渊散射的强度角分布可行。

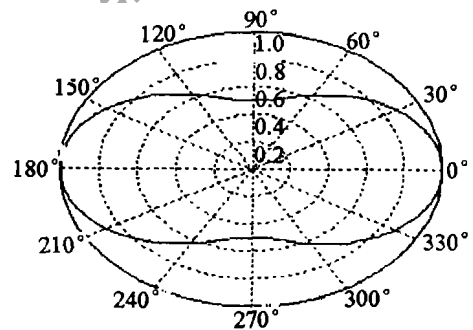


Fig. 3 Compare between Thomson's scattering cross section and Klein-Nishina's of Brillouin scattering underwater (overlap of two curves)

上述理论推导可能与实际实验的结论——前向散射远大于后向散射相矛盾。对此, 作者尝试作出一些解释: 首先, 实际实验测得的是海水或其它介质的体积散射函数, 其体积散射函数不是哪一种具体散射的强度角分布, 而是各种散射强度角分布的综合。一般来说, 海水中的散射包括瑞利散射和布里渊散射等准弹性散射、喇曼散射等非弹性散射, 还有海水中悬浮的微粒引起的非纯净介质中的光散射。喇曼散射等非弹性散射较大的频移量会引起前向散射增强而后向散射减弱; 尽管由海水中悬浮微粒引起的光散射不会发生频移, 由海水中悬浮微粒引起的光散射一般用米氏散射理论解释, 其前向散射远大于后向散射。实验研究表明, 海水光散射中占主要地位的是由海水中悬浮微粒引起的光散射, 其散射强度比其它散射强度大一到两个数量级, 因此在海水的体积散射函数中, 起主导作用的散射是由海水中悬浮微粒引起的光散射, 进而前向散射远大于后向散射。当然, 本文中只是对激光在水体中布里

渊散射强度和角度分布的理论上的分析和探讨,有待于实验验证。

4 结论

(1)对于准弹性散射布里渊散射过程,用经典的电磁场理论描述和用量子电动力学理论描述结论一致。原因在于量子电动力学理论描述的经典极限就是电磁场理论描述,实际海水中的布里渊散射实质上可以用经典的电磁场理论描述。(2)激光在水体中的布里渊散射强度角分布表现为:前向散射和后向散射对称且远大于侧向散射,较瑞利散射而言有较弱的角度选择性。

参考文献

- [1] LEONARD D A, CAPUTO B, HOGE F E. Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering [J]. Appl Opt, 1979, 18 (11): 1732~1745.
- [2] COLLINS D J, BELL J A, ZANONI R *et al.* Recent progress in the measurement of temperature and salinity by optical scattering [J]. SPIE, 1984, 489: 247~258.
- [3] HIRSCHBERG J G, BYRNE J D, WOUTERS A W *et al.* Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering [J]. Appl Opt, 1984, 23 (15): 2624~2628.
- [4] HICKMAN G D, HARDING J M, KATTAWAR G W *et al.* Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering [J]. Sensing of Sound Velocity in Water, 1991, 36: 165~177.
- [5] LEONARD D A, SWEENEY H E. Remote sensing of ocean physical properties: a comparison of Raman and Brillouin techniques [J]. SPIE, 1988, 925: 407~414.
- [6] HIRSCHBERG J G, BYRNE J D. Rapid underwater ocean measurements using Brillouin scattering [J]. SPIE, 1984, 489: 270~273.
- [7] FRY E S, EMERY Y. Accuracy limitations on Brillouin lidar measurements of temperature and sound speed in the ocean [J]. Appl Opt, 1997, 36 (27): 6887~6894.
- [8] 虞福春, 郑春开. 电动力学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 1991. 351~356.
- [9] 郭硕鸿. 电动力学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1978. 328~331.
- [10] 余寿绵. 高等量子力学 [M]. 济南: 山东科技出版社, 1985. 418~422.
- [11] MARMIER P, SHELDON E. Physics of nuclei and particles [M]. New York: Academic Press, 1969. 106~108.
- [12] 郎道, 栗弗席兹. 连续媒介电动力学 [M]. 北京: 人民教育出版社, 1963. 526~547.
- [13] 程光照. 喇曼-布里渊散射——原理及应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2001. 580~585.
- [1] LEONARD D A, CAPUTO B, HOGE F E. Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering [J]. Appl Opt, 1979, 18 (11): 1732~1745.
- [2] COLLINS D J, BELL J A, ZANONI R *et al.* Recent progress in the measurement of temperature and salinity by optical scattering [J]. SPIE, 1984, 489: 247~258.
- [3] HIRSCHBERG J G, BYRNE J D, WOUTERS A W *et al.* Speed of sound and temperature in the ocean by Brillouin scattering [J]. Appl Opt, 1984, 23 (15): 2624~2628.
- [4] HICKMAN G D, HARDING J M, KATTAWAR G W *et al.* Aircraft laser sensing of sound velocity in water: Brillouin scattering [J]. Sensing of Sound Velocity in Water, 1991, 36: 165~177.
- [5] LEONARD D A, SWEENEY H E. Remote sensing of ocean physical properties: a comparison of Raman and Brillouin techniques [J]. SPIE, 1988, 925: 407~414.
- [6] HIRSCHBERG J G, BYRNE J D. Rapid underwater ocean measurements using Brillouin scattering [J]. SPIE, 1984, 489: 270~273.
- [7] FRY E S, EMERY Y. Accuracy limitations on Brillouin lidar measurements of temperature and sound speed in the ocean [J]. Appl Opt, 1997, 36 (27): 6887~6894.
- [8] 虞福春, 郑春开. 电动力学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 1991. 351~356.
- [9] 郭硕鸿. 电动力学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1978. 328~331.
- [10] 余寿绵. 高等量子力学 [M]. 济南: 山东科技出版社, 1985. 418~422.
- [11] MARMIER P, SHELDON E. Physics of nuclei and particles [M]. New York: Academic Press, 1969. 106~108.
- [12] 郎道, 栗弗席兹. 连续媒介电动力学 [M]. 北京: 人民教育出版社, 1963. 526~547.
- [13] 程光照. 喇曼-布里渊散射——原理及应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2001. 580~585.

(上接第403页)

4 结论

基于 MacNeille 薄膜偏光分束镜的设计原理,利用 TFCalc 软件对 LaK₂(1.64) 玻璃为基底, ZrO₂ 和 SiO₂ 为高低膜料进行膜系设计;根据优化设计方案在南光产 ZS630 真空镀膜机上进行了镀制。最后对样品的偏振特性、*p* 光和 *s* 光的光谱特性、*p* 光的消光比以及消光比随入射角的变化关系等性能进行了测试。测试结果表明,薄膜偏光分束镜的偏振特性优良;*p* 光和 *s* 光在 550nm~750nm 范围内有较好分光特性;透射 *p* 光的消光比高达 2.1×10^{-4} ;同时发现入射角向角度小的方向变化时其消光比呈变优趋势。

参考文献

- [1] 李景镇, 苏世学, 赵俊民 *et al.* 光学手册 [M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1985. 500~502.
- [2] 金国藩, 李景镇. 激光测量学 [M]. 北京: 科学出版社, 1998. 221

- [3] MAcNEILE S M. Beam splitter [P]. U S Patent: 2403731, 1946-06-06.
- [4] BUCHMAN W W. Singles wavelength thin-film polarizers [J]. J O S A, 1997, 61: 1604~1606.
- [5] 胡海洋, 范正修. 大尺寸宽带偏振薄膜的制备与测试 [J]. 中国激光, 2000, A27(2): 117~122.
- [6] 顾培夫. 一种棱镜分光膜的设计和制备 [J]. 光学技术, 1981 (4): 17~20.
- [7] 何孟权, 郑颖君. 激光偏振分光镜的设计和测试 [J]. 光学技术, 1983 (6): 21~26.
- [8] 强西林, 高明. 棱镜偏振分光膜研究 [J]. 西安工业学院报, 2000, 20(2): 106~109.
- [9] 吴自勤, 王兵. 薄膜生长 [M]. 北京: 科学出版社, 2001. 188~213.
- [10] 田民波, 刘德令. 薄膜科学与技术手册 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1991. 263~380.
- [11] LI H F, HUANG H C. Broadband, large acceptance angle polarizing beam splitter for reflective LCD projectors [J]. Proc SPIE, 2000, 3954: 186~196.
- [12] 王召兵, 李国华, 陆书龙 *et al.* 高消光比自动测试系统的研究 [J]. 中国激光, 2000, A27(5): 415~417.