

关于后向受激散射产生相位共轭波的新解释

赫光生 刘盾 刘颂豪

(中国科学院上海光机所)

提要: 对后向受激散射产生相位共轭波的过程给出了一种新的物理解释, 以为在后向受激散射过程中发生的是两个同时存在的非线性过程: 纯粹的受激散射过程、部分简并四波混频相位复共轭过程。这两个过程的密切结合使后向受激散射波在一定程度上具有入射波的位相共轭特性。在实验上采取了四波混频的探测方法, 证实了理论的结果。

New physical explanation of producing phase-conjugate wave in backward stimulated scattering

He Guangsheng, Liu Dun, Liu Songhao

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: A new explanation of phase-conjugation (PC) process in backward stimulated scattering (BSS) is given. There are two nonlinear processes occurring simultaneously in BSS: one is pure stimulated scattering, and the other is partly degenerated four-wave-mixing PC process. The close combination of these two processes makes the BSS to be a PC wave to a certain degree. From this point of view we solved the nonlinear coupled-wave equations for the backward SBS and proved that the backward SBS has a perfect PC property only when some particular conditions are satisfied. A four-wave-mixing detecting method was used to investigate this and the experimental results are in good agreement with our theory.

一、引言

以往对后向受激散射位相复共轭特性的讨论, 普遍认为在受激散射的增益过程中产生了位相共轭波, 因而讨论问题的数学出发点就是基于如下一组受激散射的增益方

程^[1]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} - \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} \varepsilon_1 &= 0 \\ \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \varepsilon_s &= \frac{1}{2} g |\varepsilon_1|^2 \varepsilon_s \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

由于方程(1)的数学求解很困难, 因此不得不

收稿日期: 1985年7月9日。

过多地采用人为的假设和数学上的近似处理,从而导致不同的作者给出了不同的结果^[4~8]。更不能理解的是,由于采取受激增益模型,从而导致前向受激散射同样也具有再现入射光的空间信息的能力^[4]。这一论断与实验事实不符。

可以认为,对后向受激散射产生相位共轭波的实质,还有进一步探讨的必要。本文在第二节中将试图对上述过程给出一种新的物理解释;在第三节将以后向SBS为例,进行理论分析;第四节将简要描述利用四波混频方法所作的判断实验。

二、物理机制的图象解释

迄今为止,人们习惯于把用四波混频方法产生相位共轭波和用后向受激散射方法产生相位共轭波看成是两种截然不同的物理过程而分别讨论,而未计及两种过程之间是否有实质性的联系。我们借助于盖伯最早提出的全息照相与再现原理^[5],认为后向受激散射方法产生相位共轭波,在本质上仍然可以归结为是一种四波混频产生相位共轭波的过程,或换种说法,仍然是一种发生在散射介质内的感应全息光栅的再现过程。

在一般的后向受激散射产生相位共轭波的实验中,通常是令一平行激光束经过一透明象差板后,再入射到散射介质中。按盖伯原理^[5],可将经过象差板的入射光束看作是由两部分组成,其一是未受扰动的平面波,其二是包含象差板空间信息的衍射波或扰动波。这两部分入射光场在散射介质内的相交部分产生干涉并通过折射率的感应变化形成感应全息体光栅。考虑到象差板引入的象差影响不很大,扰动波占入射波很小的一部分,因此有理由认为只有未受扰动的入射波部分才能首先达到或超过受激散射的阈值而产生后向受激散射。产生的后向受激散射亦应具有较理想的波面,它在反向穿过散射介质的

传输过程中,一方面不断经受受激散射的增益作用,另一方面,它作为取读光束在穿过全息光栅区时,也将产生出随其一起增强的扰动波的再现波。我们的分析将表明,在一定的条件下,真正的后向受激散射波与由它经过感应全息光栅区所取读出的再现波叠加在一起而由散射介质出射后,将在一定程度上构成为总入射光波的相位共轭波。以上描述的过程基本上是一准共线的四波混频过程:总入射波中包含两部分,频率均为 ω_0 ;总的后向散射波中也包含两部分,频率均为 ω_s 。对于受激布里渊散射与受激瑞利翼散射, ω_0 与 ω_s 相差甚小,因此基本上可近似认为属于完全简并的四波混频。对于受激喇曼散射, $\omega_0 - \omega_s$ 值较大,因此属于部分简并的四波混频情况。此时应出现较大的全息再现现象差,这与已知的实验事实相符。

三、理论分析

根据前面的讨论,入射波表示为两部分之和,即

$$E_i = (e_{i1} + e_{i2} e^{i\theta_1}) e^{i(\omega t + kz)} \quad (2)$$

其中假设了入射波沿“-z”方向传播, e_{i1} 、 e_{i2} 分别是平面波和含空间信息的扰动波的实振幅,假设它们为常数。 θ_1 为象差波的波阵面对理想平面波波阵面的位相修正因子,为空间坐标 (x, y, z) 的函数。同样后向SBS也是由两部分组成,表示为:

$$E_s = (e_{s1}(z) + e_{s2}(z) e^{-i\theta_s}) e^{i(\omega t - kz)} \quad (3)$$

式中 e_{s1} 是真正的后向受激散射波振幅, e_{s2} 是再现波的实振幅, θ_s 是该波的实际波面与平面波的位相差异。这里我们假设了 e_{i1} 、 e_{i2} 、 θ_1 、 e_{s1} 、 e_{s2} 、 θ_s 都不是时间的函数,即在以后的讨论中,只讨论稳态情形。

忽略 E_i 波在相互作用过程中的衰减,它所满足的方程是:

$$\nabla^2 E_i - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

将(2)代入到上式中,不难得到:

$$\partial\theta_i/\partial z + \frac{1}{2k}(\nabla\theta_i)^2 = 0 \quad (5)$$

$$\nabla^2\theta_i = 0 \quad (6)$$

真正的后向SBS所满足的方程是:

$$\partial^2 E_{s1}/\partial z^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_{s1}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P^{(NL)}}{\partial t^2} \quad (7)$$

其中 $E_{s1} = e_{s1}(z)e^{i(\omega t - kz)}$, $P_{s1}^{(NL)}$ 是描述受激散射增益的非线性电极化强度,在稳态情况下 $P_{s1}^{(NL)}$ 为^[3]

$$P_{s1}^{(NL)} = i\epsilon_0\chi e_{i1}^2 e_{s1} e^{i(\omega s t - k_s z)} \quad (8)$$

这里极化系数 $i\chi$ 是在共振条件下的值,为纯虚数,所以 χ 为纯实数。在下面的讨论中假设 $k_s \approx k$ 。将(8)式代入到(7)式中,在慢振幅变化近似下,得到 e_{s1} 所满足的方程以及解这方程得到的解:

$$\partial e_{s1}/\partial z = \frac{k}{2} \chi |e_{i1}|^2 e_{s1} = \frac{g}{2} |e_{i1}|^2 e_{s1} \quad (9)$$

$$e_{s1}(z) = e_{s10} e^{\frac{g}{2}|e_{i1}|^2 z} \quad (10)$$

e_{s1} 呈现出我们所熟悉的指数增长规律, e_{s10} 为积分常数。

下面讨论四波混频过程。此时是象差波,泵浦波以及由泵浦波产生的后向SBS波的相互作用。根据四波混频理论,这三个波在介质中的相互作用而产生的对象差波的再现波有贡献的三阶非线性电极化强度为:

$$P_{s2}^{(NL)} = i\epsilon\chi e_{i1} e_{i2} e_{s1} e^{-i\theta} e^{i(\omega t - kz)} \quad (11)$$

这里认为两个过程的非线性极化系数是相同的。这是合理的,因这两个过程发生在同一物质中,导致非线性极化的微观物理机制是一致的,不难得到 e_{s2} 和 θ_s 所满足的方程为:

$$\partial e_{s2}/\partial z + \frac{e_s}{2k} \nabla^2 \theta_s = \frac{k\chi}{2} e_{i1} e_{i2} e_{s1} \cos \theta \quad (12)$$

$$\partial \theta_s / \partial z + \frac{1}{2k} (\nabla \theta_s)^2 = \frac{k\chi}{2} e_{i1} e_{i2} e_{s1} / e_{s2} \sin \theta \quad (13)$$

其中 $\theta = \theta_i - \theta_{s0}$ 。可在小象差和振幅慢变化条件下求以上两个方程的解,此时可认为:

$$\left| \frac{1}{e_{s2}} \frac{\partial e_{s2}}{\partial z} \right| \gg \left| \frac{1}{2k} \nabla^2 \theta_s \right| \quad (14)$$

$$|\partial \theta / \partial z| \gg \left| \frac{1}{2k} [(\nabla \theta_i)^2 - (\nabla \theta_s)^2] \right| \quad (15)$$

在这样两个近似下,(12)、(13)两式简化为

$$\partial e_{s2} / \partial z = \frac{g}{2} e_{i1} e_{i2} e_{s1} \cos \theta \quad (16)$$

$$\partial \theta / \partial z = -\frac{g}{2} e_{i1} e_{i2} e_{s1} / e_{i2} \sin \theta \quad (17)$$

将(10)式代入上式,不难求得这两个方程的解:

$$e_{s2} = \frac{e_{i2}}{e_{i1}} e_{s10} e^{\frac{g}{2}|e_{i1}|^2 z} \quad (18)$$

$$\sin \theta = \sin \theta_0 e^{-\frac{g}{2}|e_{i1}|^2 z} \quad (19)$$

总结(10)式、(18)式和(19)式,当 $\theta = 0$ 时,总的后向SBS场的表达式为

$$e_s = A' e^{\frac{g}{2}|e_{i1}|^2 z} [e_{i1} + e_{i2} e^{-i\theta}] \quad (20)$$

这个解由两部分组成,一部分是我们熟悉的 e 指数增益项,另一部分是入射波振幅的位相共轭波。而由(19)式知, θ 趋近于零与三个参量的乘积有关。加长增益长度,或提高光强,或选取增益系数较大的介质都将有利于通过后向SBS获得入射波的位相共轭波。另外, θ_0 的值对 θ 趋于零也有影响,从(19)式知,象差波的象差越大,获得它的位相共轭波也就越困难。

四、实验研究

实验光路如图1所示。这一光路的安排是受到Basov等人^[7]的实验装置的启发。设想若后向SBS不是入射强光的位相共轭波,则弱光的后向波也将不是它的位相共轭波。因而通过检验后向波的位相共轭程度,就可检验后向SBS的位相共轭程度。从图1可

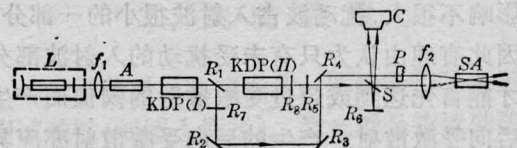


图1 实验装置光路简图

以看到, 实验中用了一反射镜 R_4 , 通过它改变两光束的夹角 θ , 使弱光入射到正在发生后向 SBS 过程介质中的各个不同区域, 因此它的后向波也就反映了各个不同区域的后向 SBS 的位相共轭程度, 即随着增益长度变化的情况。

实验中采取了由平凸腔片组成的 YAG 调 Q 激光器。经过第一块 KDP 晶体, 获得了 $6.7 \times 10^{+5}$ W, 波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光, 在该光路上进行了置放和不置放象差板的两种情况的实验, 是想说明象差对位相共轭的影响。通过 KDP(II) 又获得了第二束 $0.53 \mu\text{m}$ 波长的激光, 功率为 1×10^5 W, 且可通过阶梯衰减板 R_5 对它进行衰减, 控制到当其单独入射时不会产生自身的后向 SBS。强光与弱光经过同一透镜 f_2 聚焦入射到样

品盒(SA)中, 样品为 CS_2 , 样品盒长 14 cm; S 是尖劈玻璃取样板; 采用照相机(O)拍照记录下经 S 取出的弱入射光及其后向光束的近场图; P 为象差板。

随着交角 θ 的变化, 两光束在介质中交点的坐标表达式为:

$$\left. \begin{aligned} \text{横坐标 } x_0 &= \frac{2h-l\theta}{2h} f \\ \text{纵坐标 } y_0 &= -\frac{1}{2} l\theta \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

以上是以透镜为纵坐标, 透镜的光轴为横坐标。式中各个参量定义如下: h 为两光束平行于光轴时从光斑中心到光轴的距离, 实验中取 0.75 cm; l 为强光平行于光轴时, 从 R_4 出发到透镜 f_2 的距离 (31 cm); f 为透镜 f_2 的焦距 (50 cm); θ 是可调节的左右倾角, 强光束与光轴平行时, θ 为零; 强光束靠近光轴

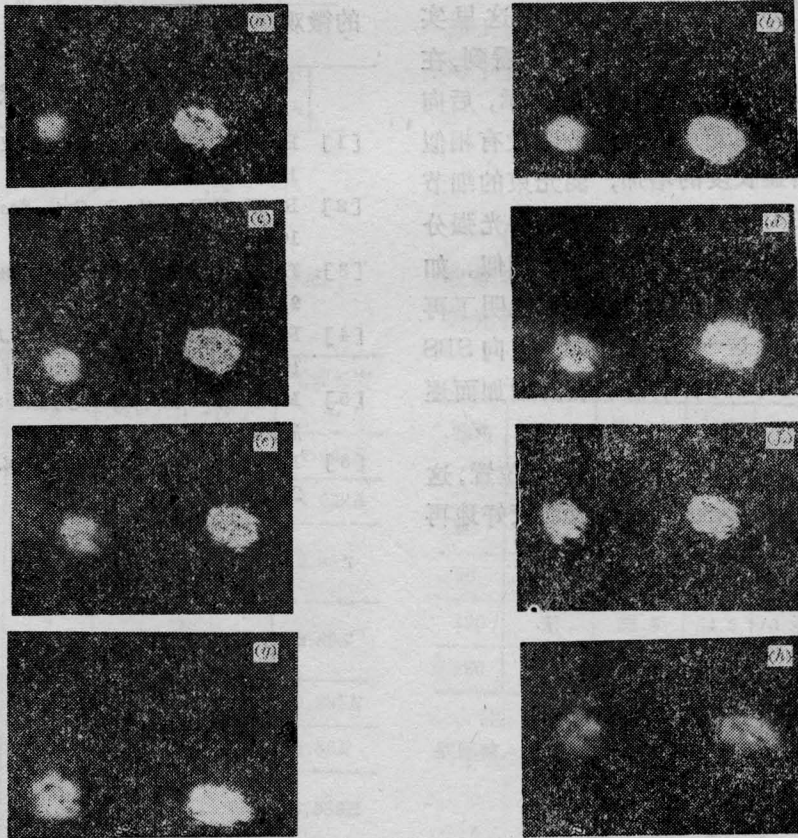


图2 图1所示四波混频判断实验中入射光束(右边光斑)和后向再现波(左边光斑)的近场分布照片。不同组照片对应如表1所示不同光束交点位置。

表1 两光束在介质中的交点坐标

图2中的标号	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)
θ (mrad)	-0.706	0	0.706	1.65	2.65	3.96	1.65	2.65
x_0 (cm)	50.7	50	49.3	48.3	47.3	45.9	48.3	47.3
y_0 (cm)	0.011	0	-0.011	-0.026	-0.041	-0.063	-0.02	-0.041

时 θ 大于零; 远离光轴时 θ 小于零。

图2是实验中改变不同倾角 θ 的条件下记录到的一组照片, 每张照片右边的光斑为入射弱光束的近场图, 左边为其对应的后向波的光强分布近场图。各个图分别对应着不同的受激散射区域。表1给出了根据(21)式计算的对应于图2中各组照片所表示的两光束的交点位置。

从图2中可以得到如下信息:

1) 未置放象差板时, 将后向波的光强分布与入射弱光的光强分布进行比较(这里实际比较两光束的近场分布轮廓)可以看到, 在增益长度较短时, 如图2(a)、(b)所示, 后向波的光强分布与弱光束的光强分布没有相似之处。随着增益长度的增加, 弱光束的细节在后向波中逐步得到再现, 后向波的光强分布越来越与入射弱光束的光强分布相似。如图2(e)、(f)所示。而图2(c)、(d)说明了再现的中间过程。这一事实证明了后向SBS的位相共轭过程是随着增益长度的增加而逐步完善的。

2) 置放象差板后只探测了两点位置, 这两个点对应着无象差板时后向波已较好地再

现了弱光束的空间信息的情况, 而此时的结果表明, 后向波的位相共轭特性是不理想的, 如图2中的(g)和(h)给出的。这说明了在象差较大时, 后向SBS的位相共轭特性较差。

以上两个实验结果是与我们的理论结论一致的。

由这一实验我们还想到, 可将这一方法利用到研究后向受激散射过程中去, 可以给出后向受激散射的增益与入射光强、增益长度的函数关系, 从而可以获得受激散射介质的微观信息。

参 考 文 献

- [1] B. Ya. Zel'dovich *et al.*; *JEPT Lett.*, 1972, **15**, 109.
- [2] R. W. Hellwarth; *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**, 1050.
- [3] I. M. Bel'dyugin; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1979, **9**, 1200.
- [4] B. Ya. Zel'dovich *et al.*; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1977, **7**, 1050.
- [5] M. 玻恩, E. 沃耳夫; 《光学原理》, p. 593, 科学出版社(1981)。
- [6] N. G. Basov, I. Zubarev; *Appl. Phys.*, 1979, **20**, 261.