

# 简并四波混频与位相复共轭 (I)

叶佩弦 朱化南

(中国科学院物理研究所)

光学位相复共轭技术近年来在非线性和光学研究的基础上得到迅速发展<sup>[1,2]</sup>。这种技术的主要之点,是获得相对于给定光波而言,具有反演位相(或波阵面)的光波。这种技术在数学上相当于一种算符,经它的作用后光波电场的复数表示中的复数空间振幅将转变为其复共轭量,并因此而得名。

光学位相复共轭技术的发展是和光学信息的实时处理相联系的,首先是要设法补偿光波或图象在传播中引起的位相畸变。这样的努力可以追溯到六十年代末和七十年代初<sup>[3-5]</sup>。那时,一方面事实上已经提出用实时全息方法产生反向波以补偿位相畸变,另一方面也有不少工作利用瞬态全息图来研究各种动态的物理过程。但直到1972年才由苏联 Zel'dovich 等人正式提出位相复共轭的概念<sup>[6,7]</sup>。他们提出并实现了用受激布里渊散射(SBS)产生位相共轭的后向波以补偿位相畸变。以后人们又分析了用其它非线性光学方法获取位相复共轭光波的可能性,例如三波混频<sup>[8-10]</sup>和光子回波<sup>[11]</sup>都被证明是可以利用的方法。1977年 Hellwarth 提出可以利用简并四波混频(DFWM)产生位相复共轭光波<sup>[12]</sup>。由于这种过程随时都满足位相匹配条件,因此这种方法一提出就受到极大的重视。从此简并四波混频在位相复共轭技术的研究中占据了主导地位。

本文试图对以简并四波混频为主体的位相复共轭技术的发展作一综述。在本文第二节首先介绍位相复共轭的一些基本概念;在第三节介绍产生位相复共轭的几种基本方法,着重在它们的原理和特点;在第四节和第五节着重介绍简并四波混频的一些研究工作,包括理论、实

验和所用非线性介质;最后一节介绍位相复共轭的一些主要应用,也牵涉到简并四波混频在其它方面的应用。

## 一、位相复共轭的概念

假设有一频率为 $\omega$ 的单色光波沿 $z$ 方向传播,其光波电场表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \mathcal{E}_p(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - k_p z)} + \text{c. c.} \\ &\equiv \frac{1}{2} \phi_p(\mathbf{r}) e^{i\omega t} + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中复数振幅 $\mathcal{E}_p(\mathbf{r})$ 不仅含有强度与位相随空间位置变化的信息,也含有偏振方向随之变化的信息, $k_p = n\omega/c$ 为波矢,c. c.表示前一项的复数共轭量。

定义 $\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)$ 的位相复共轭波为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \mathcal{E}_c(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - k_c z)} + \text{c. c.} \\ &\equiv \frac{1}{2} \phi_c(\mathbf{r}) e^{i\omega t} + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\mathcal{E}_c(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_p^*(\mathbf{r})$ ,  $k_c = -k_p$ ,亦即 $\phi_c(\mathbf{r}) = \phi_p^*(\mathbf{r})$ 。

由(1)式和(2)式看出, $\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, -t)$ ,亦即光波 $\mathbf{E}_c$ 是时间反演后的光波 $\mathbf{E}_p$ 。由此可看出位相复共轭的物理意义。在图1(a)中,设光波 $\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)$ 从点光源 $O$ 出发,到达 $z_0$ 位置的时刻为 $t = 0$ 。既然 $t$ 时刻光波 $\mathbf{E}_c$ 的振幅和位相就是 $(-t)$ 时刻光波 $\mathbf{E}_p$ 的振幅与位相,因此 $\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t)$ 一定就是沿光波 $\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)$ 反向传播的光波,而且在空间具有相同的波阵面。换言之, $\mathbf{E}_c$ 沿 $\mathbf{E}_p$ 的反方向传播,并会聚在点光源 $O$ 所在位置,如图1(a)的虚线所

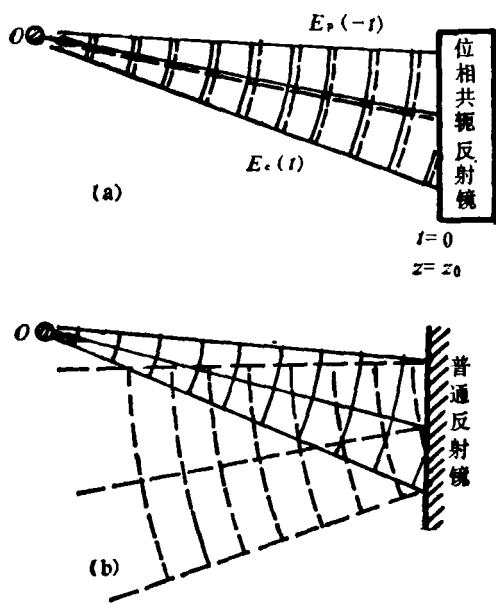


图1 位相共轭反射镜和普通反射镜的比较

示。更一般而言，光波  $E_c$  是将其波阵面反演后的光波  $E_p$ 。能够产生这样光波的装置称为位相共轭反射镜[见图 1(a)]。为了比较，在图 1(b) 我们同时表示出当光波  $E_p(\mathbf{r}, t)$  从普通反射镜反射的情况。可以看出，这时的反射是

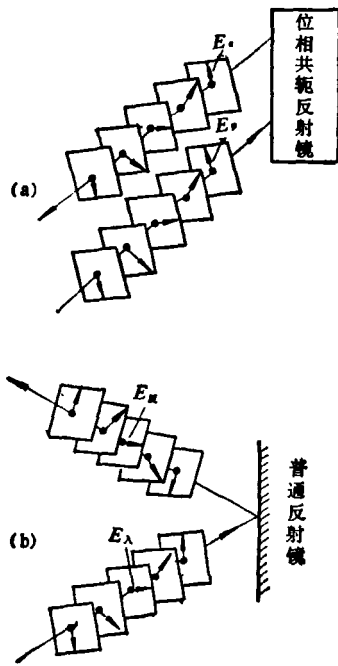


图2 圆偏振光在位相共轭反射镜及普通反射镜上的反射

发散的光束。

就偏振态而言， $E_c$  和  $E_p$  也是互为时间反演的。也就是说，如果  $E_p$  是左旋圆偏振的，则其位相共轭反射波也是左旋圆偏振的，如图 2(a) 所示。但是，普通的反射波这时却是右旋圆偏振的，见图 2(b)。

我们将要证明这样定义的位相共轭光波确实是存在的。为此只要证明它是满足 Maxwell 方程的。既然  $E_p(\mathbf{r}, t)$  是给出的光波场，它一定满足 Maxwell 方程，即

$$\nabla^2 E_p(\mathbf{r}, t) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) E_p(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (3)$$

利用(1)式得到

$$\nabla^2 \mathcal{E}_p + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) - k_p^2 \right] \mathcal{E}_p - 2ik_p \frac{\partial \mathcal{E}_p}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

取复数共轭得

$$\nabla^2 \mathcal{E}_p^* + \left[ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) - k_p^2 \right] \mathcal{E}_p^* + 2ik_p \frac{\partial \mathcal{E}_p^*}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

利用(2)式，将上式简化为

$$\nabla^2 E_c(\mathbf{r}, t) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) E_c(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (6)$$

亦即  $E_p$  的位相共轭波  $E_c$  的确满足 Maxwell 方程。

在以上的证明中，我们并不需假定介电常数  $\epsilon(\mathbf{r})$  是常数，只要求它是  $\mathbf{r}$  的实函数。这说明，光波即使在非均匀的无损耗位相畸变介质中传播，也存在有其位相共轭波。同时这也就意味着，当光波经过上述类型的介质而发生了波面畸变后，应用位相共轭反射镜让光波反过来再通过这同一介质，则波面畸变可得到补偿而恢复原状，图 3 表示出这一过程。图中实线表示入射光波  $E_p$  的波面，虚线是经位相共轭反射镜产生的位相共轭波  $E_c$  的波面。被介质  $\epsilon(\mathbf{r})$  畸变了的人射波阵面“2”经位相共轭反射镜反射后再经过介质，即可得到复原了的波阵面“4”。图 4(a), (b) 分别表示，波面畸变后的光波经普通反射镜和位相共轭反射镜反射，

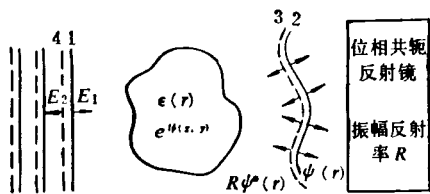


图3 位相共轭反射镜对波面畸变的补偿

并再次经过畸变介质后波阵面的变化情况。在讨论中,为简单起见,我们采用了标量方程。如果采用矢量方程,结论同样是成立的。这时如

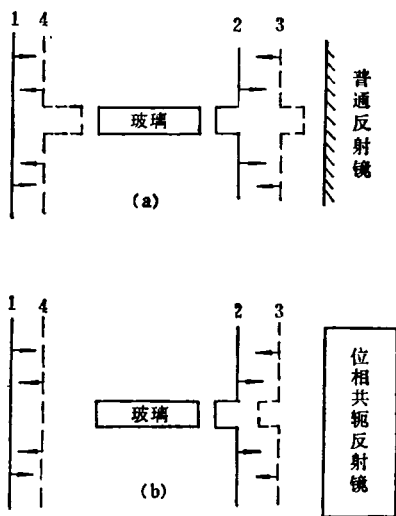


图4 普通反射镜与位相共轭反射镜对畸变波面的不同影响

果  $\epsilon(\mathbf{r})$  是张量,则表示光波通过介质后,波面的畸变是与光的偏振态有关的。上述讨论也就意味着,采用位相复共轭镜后,与偏振态有关的波面畸变也会得到补偿。

除了上述位相共轭反射镜外,还存在前向的位相共轭镜。后者的作用是产生这样一种位相复共轭波,它的传播方向与人射光波相同,但其波阵面却是经过了反演。其确切定义如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_c(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \epsilon'_c(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - k_c z)} + c. c. \\ &\equiv \frac{1}{2} \epsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - k_p z)} + c. c. \end{aligned} \quad (7)$$

## 二、产生位相复共轭波的几种基本方法

现今已有多种用非线性光学效应产生位相复共轭波的方法,但是基本上可归结为两大类。一类是参量过程,即参与作用的非线性介质在过程结束时回复到原来的状态,例如三波,四波混频,光子回波等。这类过程也可称为光子的弹性散射过程。另一类是非参量过程,或称为光子的非弹性散射过程。这时,参与作用的非线性介质在作用结束时状态发生了变化,例如受激布里渊散射等。

### 1. 三波混频法

假定我们要设法产生光波

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_p(\mathbf{r}) e^{i(\omega_p t - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r})} + c. c. \quad (8)$$

的位相复共轭波。为此,让这个光波和光波

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \epsilon_i(\mathbf{r}) e^{i(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} + c. c. \quad (9)$$

同时入射到具有二阶非线性极化率  $\chi^{(2)}$  的非线性介质中。二阶混频的结果,将使介质产生非线性电极化:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{NL} &= \frac{1}{2} \chi^{(2)} : \epsilon_i(\mathbf{r}) \epsilon_p^*(\mathbf{r}) \\ &\cdot e^{i[(\omega_i - \omega_p)t - (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}]} + c. c. \end{aligned} \quad (10)$$

当  $\omega_i = 2\omega_p$  时,由于这个电极化,介质将辐射频率为  $\omega_c = \omega_i - \omega_p = \omega_p$  的光波

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c \propto \chi^{(2)} : \epsilon_i(\mathbf{r}) \epsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{i(\omega_p t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})} \\ + c. c. \end{aligned} \quad (11)$$

可以看出,  $\mathbf{E}_c$  与  $\mathbf{E}_p$  同频率,且  $\mathbf{E}_c$  就是  $\mathbf{E}_p$  的前向位相复共轭波,因为  $\mathbf{E}_c$  具有  $\mathbf{E}_p$  的反演波阵面。但是,要  $\mathbf{E}_c$  确实存在,就必须满足位相匹配条件:

$$\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p. \quad (12)$$

当  $\mathbf{k}_i(\omega_i) = 2\mathbf{k}_p(\omega_p)$  时,这个条件得到完全满足,此时  $\mathbf{E}_c$ ,  $\mathbf{E}_p$  和  $\mathbf{E}_i$  三个光波将沿同一方向传播。一般情况下允许的失配程度为

$$\begin{aligned} |[\mathbf{k}_c(\omega_i - \omega_p) - \mathbf{k}_i(\omega_i) \\ + \mathbf{k}_p(\omega_p)] \cdot \mathbf{L}| \ll 1, \end{aligned} \quad (13)$$

其中  $L$  为三个光波与介质相互作用的长度。

由于存在位相匹配条件所加的约束,对于固定的光波  $E_i$ , 为要产生位相复共轭光波,  $E_p$  的入射角几乎是一定的, 只有很小的允许变化范围。这使得用这种方法进行的空间信息处理受到很大限制。

此外, 由于利用了二阶非线性极化效应, 所以我们必须用不具有中心对称的介质。例如, 用  $\text{LiIO}_3$  晶体, 曾以 YAG 激光的倍频 ( $0.53\mu\text{m}$ ) 作抽运光, 产生了基频光 ( $1.06\mu\text{m}$ ) 的位相复共轭前向波。由于用了二类匹配, 因而可根据偏振态的不同, 将位相复共轭波区分出来。

## 2. 四波混频法

一般说来, 如果同时有三个光波

$$E_i = \frac{1}{2} \mathcal{E}_i(\mathbf{r}) e^{i(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} + \text{c. c.} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (14)$$

作用于非线性介质, 则会在介质中产生以下的三阶非线性电极化:

$$P_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \chi^{(3)} \mathcal{E}_1(\mathbf{r}) \mathcal{E}_2(\mathbf{r}) \mathcal{E}_3^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i[(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r}]}, \quad (15)$$

其中  $\chi^{(3)}$  是介质的三阶非线性极化率。为简单起见, 我们在这里已假定三个光波具有相同的偏振方向。

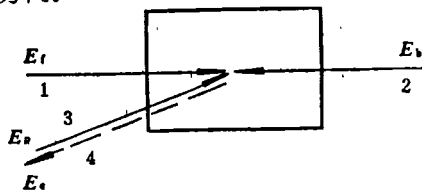


图5 简并四波混频产生后向相位复共轭波

如果三个光波具有相同的频率  $\omega$ , 其传播方向具有图5那样的配置(图5中  $E_1$  和  $E_2$  为两束沿相反方向传播的抽运光  $E_f$  和  $E_b$ ,  $E_3$  是要设法产生其位相复共轭波的光波  $E_p$ ), 则在介质中产生的由(15)式表示的非线性电极化为

$$P_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \chi^{(3)} \mathcal{E}_f(\mathbf{r}) \mathcal{E}_b(\mathbf{r}) \mathcal{E}_p^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i[\omega t - (\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_b - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}]}. \quad (16)$$

由此将在

• 502 •

$$\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_f + \mathbf{k}_b - \mathbf{k}_p \quad (17)$$

的方向上产生混频光波

$$E_c \propto \chi^{(3)} \mathcal{E}_f(\mathbf{r}) \mathcal{E}_b(\mathbf{r}) \mathcal{E}_p^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})}. \quad (18)$$

因为  $\mathbf{k}_b = -\mathbf{k}_f$ , 所以

$$\mathbf{k}_c = -\mathbf{k}_p, \quad (19)$$

亦即  $E_c$  将是  $E_p$  的后向波(即沿其反方向传播)。从(18)式看出, 这个后向波就是  $E_p$  的位相复共轭波。这种配置的混频称为简并四波混频。

可以看出, 简并四波混频的位相匹配条件总是自动满足的, 而且不受频率的改变或  $\mathbf{k}_p$  与  $\mathbf{k}_f$  之间夹角  $\theta$  的改变所影响。于是, 由光波  $E_f$  和  $E_b$  以及与之作用的非线性介质便组成一个理想的位相共轭反射镜。探测波  $E_p$  无论从空间的哪个方向入射, 都可得到满意的位相复共轭反射波。这是四波混频法的一大优点。Hellwarth 于 1977 年首先分析了这种方法<sup>[12]</sup>, 并用它实现了位相畸变的补偿。

四波混频法也可得到前向的位相复共轭波, 光路配置如图6所示, 其中  $E_f$  和  $E_p$  具有相

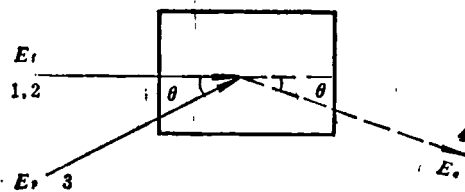


图6 简并四波混频产生前向相位复共轭波

同频率  $\omega$ 。根据(15)式, 并令  $E_f$  同时作为  $E_1$  和  $E_2$ , 而令  $E_p$  为  $E_3$ , 则在非线性介质中将产生电极化

$$P_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \chi^{(3)} [\mathcal{E}_f(\mathbf{r})]^2 \mathcal{E}_p^*(\mathbf{r}) \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r})}, \quad (20)$$

其中

$$\mathbf{k}_c = 2\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_p. \quad (21)$$

当  $\theta$  角很小时, 位相匹配条件是近似满足的, 即  $|\mathbf{k}_c| \approx \frac{n(\omega) \cdot \omega}{c}$ 。这时将在前向辐射位相复共轭波  $E_c$ , 其方向与  $\mathbf{k}_f$  成  $\theta$  角, 如图6所

示。这种前向位相复共轭波和用三波混频产生的一样,存在位相匹配条件约束,使  $E_p$  的入射角受到限制。

在上述四波混频过程中,  $E_i$ ,  $E_b$  和  $E_p$  都是同时作用在非线性介质上的,因而  $E_p$  的位相复共轭波  $E_c$  也是与  $E_p$  同时产生的。然而,当前三束光不是同时加在非线性介质上时,仍有可能得到  $E_p$  的位相复共轭波。在图 7 中我

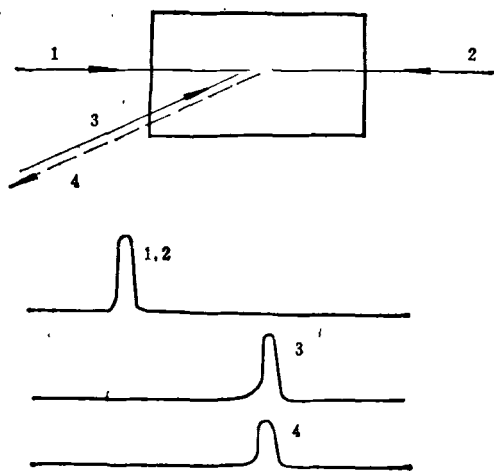


图 7 时间分辨简并四波混频

们令  $E_i$  和  $E_p$  同时于  $t = 0$  时刻加在非线性介质中,而在  $t = \tau$  时刻加入  $E_b$ , 则我们可在  $t = \tau$  时刻得到  $E_p$  的位相复共轭波  $E_c$ 。这就是所谓“时间分辨四波混频”。 $E_c$  的产生可以看作是由  $E_i$  和  $E_p$  在介质中所建立的空间光栅对  $E_b$  的衍射。时间分辨四波混频技术同时也是进行物质性质研究的有力工具<sup>[13]</sup>。

### 3. 光子回波法

对于二能级 Doppler 加宽系统,存在一种所谓三脉冲受激光子回波<sup>[14]</sup>。假定依次在时刻  $t_1$ ,  $t_2$  和  $t_3$  向该系统入射 1、2 和 3 三个激光脉冲(它们具有相同的频率,且与该二能级系统共振,它们的波矢分别为  $k_1$ ,  $k_2$  和  $k_3$ ),则在经历适当时间后在时间  $t_c$  会发射一个相同频率的回波脉冲。由于必须满足位相匹配条件,只可能有四种方向配置,如图 8(a), (b), (c), (d) 所示。其中 (a) 和 (b) 的配置所产生的回波脉冲波矢为

$$k_c = k_3 - k_2 + k_1,$$

(c) 和 (d) 的配置为

$$k_c = k_3 + k_2 - k_1.$$

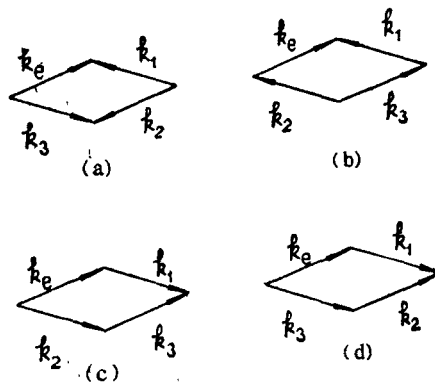


图 8 光子回波法产生位相共轭波的四种配置

可以看出,对于 (a) 的配置,由于  $k_3 = -k_1$ , 故  $k_c = -k_2$ 。不难证明,此时回波脉冲就是第二个光脉冲的后向位相复共轭波。对于 (b) 的情形,当  $k_1$  与  $k_3$  不严格平行时,回波脉冲的波阵面也是第二个光脉冲波阵面的反演。对于 (c) 和 (d) 的配置,同样可证明回波脉冲是第一个光脉冲的前向位相复共轭波。

光子回波的这些位相共轭特性,已经在 Na 蒸气介质中观察到。

### 4. 受激布里渊散射法

布里渊散射是一种非弹性散射。在这过程中入射光子的能量转变为散射光子和被激发的声子的能量。当入射光是强激光时,这种散射变成受激的。这时散射光亦为相干光。受激布里渊散射可以看作是一种三阶非线性光学效应。入射光  $E_p$  及后向散射光  $E_s$  与介质弹性波相互作用的结果,在介质中产生非线性电极化:

$$P_{NL} \propto |E_p|^2 E_s. \quad (22)$$

正是这个非线性电极化与之作用,使散射光  $E_s$  获得足够大的增益。

假定  $E_s$  和  $E_p$  是偏振方向相同的线偏振光,如不写出时间因子  $e^{i\omega t}$ , 则有

$$E_i(\mathbf{r}_\perp, z) = \mathcal{E}_i(\mathbf{r}_\perp, z) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{z}} \quad (i \text{ 为 } s, p). \quad (23)$$

$E_s$  满足以下方程:

$$\nabla^2 E_s(\mathbf{r}_\perp, z) + k_s^2 E_s = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL}, \quad (24)$$

其中

$$k_s^2 = \frac{\omega^2 n^2}{c^2}.$$

在缓变振幅近似下, 方程(24)可简化为

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} + \frac{i}{2k_s} \nabla_\perp^2 \varepsilon_s + \frac{1}{2} g(\mathbf{r}_\perp, z) = 0, \quad (25)$$

其中  $\nabla_\perp^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ;  $g(\mathbf{r}_\perp, z)$  是散射波的局域增益, 当声子寿命很短时,  $g$  正比于入射光强, 亦即

$$g(\mathbf{r}_\perp, z) = A |E_p(\mathbf{r}_\perp, z)|^2, \quad (26)$$

其中

$$A = \frac{\pi^2 p^2 n^3}{\alpha \rho \nu^2 c^2 \lambda^2}, \quad (27)$$

式中  $\lambda$  为激光波长,  $p$  为光弹系数,  $n$  为折射率,  $\alpha$  为声吸收系数,  $\rho$  为介质的质量密度,  $\nu$  为声速.

忽略入射光的能量损耗, 则它应遵循以下方程:

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial z} + \frac{i}{2k_p} \nabla_\perp^2 \varepsilon_p = 0. \quad (28)$$

由于  $k_s - k_p \approx 10^{-3} k_p$ , 故以下将假定  $k_s \approx k_p \equiv k$ .

考虑正交归一化的函数系列  $f_k(\mathbf{r}_\perp, z)$ , 它们满足

$$\frac{\partial f_k}{\partial z} + \frac{i}{2k} \nabla_\perp^2 f_k = 0 \quad (29)$$

和

$$\int f_i^*(\mathbf{r}_\perp, z) f_k(\mathbf{r}_\perp, z) d\mathbf{r}_\perp = \delta_{ik}. \quad (30)$$

选定与  $\mathcal{E}_p(\mathbf{r}_\perp, z)$  成比例的某个函数作  $f_0^*$ , 亦即

$$\varepsilon_p(\mathbf{r}_\perp, z) = B f_0^*(\mathbf{r}_\perp, z), \quad (31)$$

其中  $B$  为常数.  $\{f_k\}$  中的其它函数便可由式(29)和(30)求得.

为了求得散射光场  $\varepsilon_s$ , 将其展开为

$$\varepsilon_s(\mathbf{r}_\perp, z) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k(z) f_k(\mathbf{r}_\perp, z), \quad (32)$$

其中展开系数  $C_k(z)$  满足方程

$$\frac{dC_k(z)}{dz} + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} g_{ik}(z) C_k(z) = 0, \quad (33)$$

其中

$$g_{ik}(z) = AB^2 \int d\mathbf{r}_\perp |f_0(\mathbf{r}_\perp, z)|^2 f_i^*(\mathbf{r}_\perp, z) \cdot f_k(\mathbf{r}_\perp, z). \quad (34)$$

如果入射激光场的强度, 亦即  $|f_0(\mathbf{r}_\perp, z)|^2$ , 在横向作为  $\mathbf{r}$  的函数起伏很大, 则因为与  $f_i^*(\mathbf{r}_\perp, z) f_k(\mathbf{r}_\perp, z)$  相乘后的积分一般很小, 故  $g_{ik}$  除  $g_{00}$  外, 均很小, 而

$$g_{00} = AB^2 \int d\mathbf{r} |f_0(\mathbf{r}_\perp, z)|^4 \quad (35)$$

可以很大. 这样,  $C_0$  比其它  $C_k$  增长要快, 即  $f_0(\mathbf{r}_\perp, z)$  模式将获得比其它模更大的增益, 它可由噪音经单程相互作用后变成主要模式, 此时式(32)变成

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s(\mathbf{r}_\perp, z) &= \sum_{k=0}^{\infty} C_k(z) f_k(\mathbf{r}_\perp, z) \\ &\approx C_0(z) f_0(\mathbf{r}_\perp, z) \\ &= \frac{C_0(z)}{B^*} \mathcal{E}_p^*(z). \end{aligned} \quad (36)$$

这说明后向布里渊散射波, 在这样的条件下是入射波的位相复共轭波.

如果  $f_0(\mathbf{r}_\perp, z)$  作为  $\mathbf{r}_\perp$  的函数起伏不大, 则任一个  $C_k$  都要随作用距离的增加而增长. 这时, 后向散向波就不再是入射波的位相共轭波. 但是如果入射光在到达布里渊室之前人为地加大入射光横截面上的位相畸变, 则自然会增强后向散射波的位相共轭性质.

## 参 考 文 献

- [1] D. M. Pepper, *Opt. Eng.*, **21**(1982), 156.
- [2] R. A. Fisher, Ed., *Optical Phase Conjugation*, Academic Press, N. Y., (1982).
- [3] H. J. Gerritsen *Appl. Phys. Lett.*, **10** (1967), 237.
- [4] J. P. Woerdman, *Opt. Commun.*, **2**(1971), 212.
- [5] D. L. Stabler and A. J. Amodei, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 1042.
- [6] B. Ya. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii and F. S. Fasisullov, *J. E. T. P. Lett.*, **15**(1972), 109.
- [7] O. Y. Nosach, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii

(下转第 498 页)