

光 学 的 近 代 主 题

〔法〕M. 弗朗松 著

徐森祿 译

周衍勋 校

科 学 出 版 社

1 9 8 8

内 容 简 介

本书就近代光学发展中最活跃的二个分支——非线性光学与纤维光学——作了有重点的理论与实验总结,以研究工作最为活跃的三个前沿,即光学双稳态、相位复共轭、激光脉冲压缩,作了历史的全面归纳,书中并对有重要实用价值的光纤、光纤传感器、光通信等应用技术进行了讨论分析。该书对于从事光学领域研究与教学的科技工作者,以及本科大学生、研究生,均为适宜的参考读物。

M. Françon
THEMES ACTUELS EN OPTIQUE
Masson, 1986

光 学 的 近 代 主 题

〔法〕 M. 弗朗松 著

徐森禄 译

周衍勋 校

责任编辑 陈德义

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

•

1988年1月第一版 开本: 850×1168 1/32

1988年1月第一次印刷 印张: 3 7/8

印数: 0001—2,850 字数: 96,000

ISBN 7-03-000238-5/TB·9

定价: 1.30元

前 言

我于1980年应中国科学院和北京工业学院的邀请，作了一个月的关于傅里叶光学的系统讲学，来自中国各大学的近二百名学者听取了这些讲学。

我永不会忘记由北京工业学院负责的这次接待，我非常感谢他们热情友好的款待，它深深地留在我心中。

1984年，我又应浙江大学和陕西师范大学的邀请，作了将近二个月的讲学，这本《光学的近代主题》概括了我这次在中国讲学的内容。

自激光问世以来，非线性光学和纤维光学可能是光学上真正飞速发展而十分引人注目的二个分支，所以我在讲学中，选择了这些课题：相位复共轭、光学双稳态、光脉冲的压缩、对互易和非互易敏感的干涉仪、光纤、光纤传感器和光纤通信。除了最后二个主题叙述一些技术性概况之外，其他各章都是先简要地讨论原理、基本理论，随即介绍实验装置和实验结果。第五章的光纤是作为第六章光纤传感器的引言。作为光纤传感器的光纤陀螺与光纤电流计并没有放在第六章中介绍，而放在第四章中，因为它们能非常清晰地说明干涉仪的非互易效应。

当然这次编著只能作为上述飞速发展领域的导论而已。

我要感谢浙江大学热情地聘请我为客座教授和他们非常深情厚谊的接待，以及徐森禄副教授组织与担任我全部讲学的翻译，另外我亦不会忘记陕西师范大学的周衍勋教授的诚挚友情。

无论是1980年或是1984年，都给我对中国和这种极其热情款待，留下了不可磨灭的印象。下面由我亲笔撰写的这几个字表达了我的心情：

目 录

前言

第一章 相位复共轭.....	(1)
1.1 何谓相位复共轭?	(1)
1.2 共轭波	(2)
1.3 在非线性介质中波的耦合	(3)
1.4 三波的相位复共轭	(3)
1.5 四波的相位复共轭	(5)
a) E_1 和 E_2 波在同一方向上传播	(6)
b) E_1 和 E_2 波在相反方向上传播	(6)
1.6 四波相位复共轭与全息术之间的相似	(7)
1.7 应用于补偿波象差的四波相位复共轭	(8)
1.8 在光纤中的四波相位复共轭	(10)
1.9 用于补偿单模光纤色散造成脉冲展宽的四波相位复 共轭	(10)
1.10 在激光腔中的四波相位复共轭	(11)
1.11 应用四波相位复共轭的干涉仪	(11)
1.12 简并四波相位复共轭在可见光实验中所应用的材料	(13)
1.13 具有发展前途的一种光致折变晶体: BSO	(13)
1.14 BSO的物理性质, BSO的制备	(14)
1.15 BSO的光电导	(14)
1.16 在BSO中的电-光效应	(15)
1.17 应用光致折变晶体的四波相位复共轭	(17)
1.18 赝相位共轭	(19)
第二章 光学双稳态	(21)
2.1 引言	(21)
2.2 在干涉仪中的双稳态——Bonifacio和Lugiato半 经典理论	(23)

a) 吸收型双稳态	(23)
b) 色散型双稳态	(28)
c) 由吸收和色散导致的双稳态	(30)
2.3 在干涉仪中双稳态的实验研究	(30)
a) H. M. Gibbs、S. L. McCall和T. N. C. Venkatesan的实验	(30)
b) D. A. B. Miller、S. D. Smith和C. T. Seaton的实验	(32)
c) P. W. Smith和E. H. Turner的实验	(32)
d) Chuq-Fei和Jia-Rong Ji的实验	(33)
2.4 在非线性介质上, 由反射得的双稳态	(34)
a) 在平面上, 由反射得双稳态	(34)
b) 在形变表面上, 由反射得双稳态	(36)
2.5 光学双稳态的发展	(38)
第三章 光脉冲的压缩	(39)
3.1 历史	(39)
3.2 Gires和Tournois方法	(40)
3.3 用钕模激光器得到的极短脉冲	(42)
3.4 应用可饱和吸收体的锁模激光器获得极短脉冲	(47)
3.5 在可饱和吸收体中由撞击产生光脉冲的压缩	(50)
第四章 对互易与非互易效应敏感的干涉仪	(53)
4.1 在干涉仪中的互易性	(53)
4.2 互易和非互易现象	(54)
4.3 光纤马扎亚克干涉仪——光纤陀螺仪	(56)
4.4 在萨巴亚克干涉仪中的法拉第效应——电流的测量	(60)
4.5 对非互易效应敏感的迈克尔逊干涉仪	(61)
第五章 光纤	(64)
5.1 在光纤中光传播的几何光学分析	(64)
5.2 在圆截面光纤中光传播的电磁场理论分析	(68)
5.3 单模光纤的双折射	(73)
5.4 利用双折射单模光纤制成的单色滤光器	(76)
第六章 光纤传感器	(80)
6.1 引言	(80)

6.2	用于传感器的光纤	(81)
6.3	应用单模光纤的偏振传感器 (S. C. Rashleigh)	(83)
6.4	测量温度的偏振传感器 (Chardon, Roger 和 Huard)	(84)
6.5	用单模光纤的双光束干涉来测量温度 (Lacroix, Bures, Parent 和 Lapierre)	(86)
6.6	测量压力的单模光纤传感器	(87)
6.7	测量压力的多模光纤传感器 (Davies, Chaimo- wicz, Economou 和 Foley)	(88)
6.8	测量折射率的多模光纤传感器 (S. Ramakri- shnan, R. Th. Kersten)	(89)
6.9	测量机械结构变形的多模光纤传感器 (C. K. Asawa 及其同事)	(91)
第七章	光纤通信	(93)
7.1	引言	(93)
7.2	光在光纤中传输时的损耗	(94)
7.3	光纤通信的原理	(94)
7.4	通带和光纤的信息容量	(97)
7.5	降低光纤通带的因素	(99)
7.6	可调制的光源, 探测器	(99)
7.7	光波导	(100)
7.8	交换器	(102)
7.9	光调制器	(103)
7.10	光耦合进波导	(104)
7.11	波分复用器	(104)
7.12	中继器	(105)
参考文献		(106)
汉法对照索引		(110)
译后记		(113)

第一章 相位复共轭

1.1 何谓相位复共轭？

现使一平面波 Σ_0 透过一块中央带有一微小增量 e 的平行玻璃板 L （图1.1），透过 L 以后由于厚度增量 e 的缘故，延迟了透过该区域的波。使波面 Σ_0 变形成为波面 Σ_1 ，波 Σ_1 经平面镜 M 反射后，波面 Σ_2 的变形部分仍然在后。当它再次经过 L 后的 Σ_3 ，由厚度增量 e 所产生的延迟加倍了。

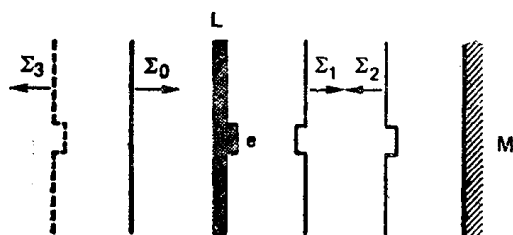


图1.1 在平面反光镜 M 上变形波面的反射

若用所谓特殊的“相位复共轭反光镜” M' 来代替反光镜 M ，我们就观察到下面的现象（图1.2）。经反光镜 M' 反射后，在波的中央区域的延迟部分却变成超前。在此情况下，当波 Σ_1' 再次透过 L 板时，这个相位超前被厚度增量 e 产生的相位延迟所抵消，因而出射波 Σ_3 又变成与入射波 Σ_0 一样的平面波。我们称波 Σ_1' （图1.2）与波 Σ_1 相共轭。利用相位复共轭反光镜，共轭波补偿了入射波的变形。

关于形成共轭波的最初研究是Geritsen于1967年开始进行的，在当时是用全息术来得到共轭波。Kogelnik、Pennington、Lukoz完成了相移介质的静态补偿的实验。1972年Zel'dovich进行了在非线性介质中复共轭波的特性研究，在他的实验中，证实

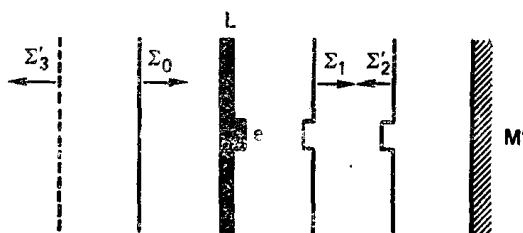


图1.2 在相位复共轭反光镜上变形波面的反射

了应用受激布里渊效应产生的波的复振幅正比于入射波的共轭复振幅的可能性。从此以后，陆续有人发表了许多实验工作：由共轭波反射和放大的“反光镜”（Yariv、Pepper），在波导中的非线性效应（Yariv、Hellwarth），在激光内腔中的相位复共轭；在激光脉冲压缩中、干涉仪中、图像处理与非线性光谱术中应用的相位复共轭等，这些仅仅是一些例子。下面我们将首先讨论相位复共轭的简要理论，然后叙述一些实验原理。

1.2 共 轭 波

采用复数概念¹⁾我们能表示在 +Z 方向传播的角频率为 ω 的单色入射波。

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{e}(\mathbf{r}) e^{j(\omega t - KZ)} + \text{c. c.} \quad (1.1)$$

c. c. 是共轭复数项， $\mathbf{r}$ 定义电场 $E(\mathbf{r}, t)$ 点的位置坐标， $K = \omega c/n$ 是波矢量大小，其中 n 为介质折射率， c 为光速， t 为时间， $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ 是波的复振幅。由下式决定在相位共轭方向上的共轭波：

$$E_c(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{e}^*(\mathbf{r}) e^{j(\omega t + KZ)} + \text{c. c.} \quad (1.2)$$

波 $E_c(\mathbf{r}, t)$ 的振幅是与时间部分保持不变的波 $E(\mathbf{r}, t)$ 的振幅相共轭，我们可写成

$$E_c(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}, -t) \quad (1.3)$$

1) 参阅 M. Françon, *Optique*, Masson, 1972; M. Born et Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1980.

共轭波 $E_0(\mathbf{r}, t)$ 与入射波 $E(\mathbf{r}, t)$ 一样应满足麦克斯韦方程式。

1.3 在非线性介质中波的耦合

介质的电极化率 X 是电场的函数，其表示式为

$$X(E) = X^{(1)} + X^{(2)}(E) + X^{(3)}(E) + \dots \quad (1.4)$$

在电场的作用下，介质的极化强度能写成

$$\begin{aligned} P(E) &= E \cdot X(E) \\ &= X^{(1)}E + X^{(2)}E^2 + X^{(3)}E^3 + \dots \end{aligned} \quad (1.5)$$

为了简化起见，我们略去 P 与 E 关系的张量形式。

(1.5) 式中 第一项 $X^{(1)}E$ 对应于经典线性光学，第二项 $X^{(2)}E^2$ 对应于二阶效应所产生的非线性光学。例如二次谐波的发生，这些效应只出现在没有反演中心的晶体介质中。

第三项 $X^{(3)}E^3$ 对应于三阶效应所参与的非线性光学，这些效应发生在具有或不具有反演中心的介质中。例如三次谐波的产生、布里渊散射、拉曼散射等等。

下面只讨论光子弹性散射所引起的相互作用，即假设在共轭波形成过程的前后，引起波相互作用的非线性介质是处于同一个量子态，光子并不把它们的能量的一部分让与非线性介质。我们将讨论两类相互作用：三波的相位复共轭及四波的相位复共轭。因为我们并不涉及光的偏振态，所以可将电场看作标量。

1.4 三波的相位复共轭

讨论透入晶体的二个入射波

$$E_1(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_1(\mathbf{r}) e^{j(\omega_1 t - K_1 Z)} + \text{c. c.} \quad (1.6)$$

和
$$E_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_p(\mathbf{r}) e^{j(\omega_p t - K_p Z)} + \text{c. c.} \quad (1.7)$$

这二个波都是在 Z 方向传播，称 $E_1(\mathbf{r}, t)$ 为“泵浦波”，称 $E_p(\mathbf{r}, t)$ 为“信号波”，波矢量分别记以符号：

$$K_1 = \omega_1 c / n, \quad K_p = \omega_p c / n \quad (1.8)$$

其中 ω_1 、 ω_p 是两个波的频率， n 是介质折射率。当应用没有反演中心的晶体时，则产生与信号波 E_p 相共轭的共轭波 E_c 。在晶体中，入射波 E_1 和 E_p 产生如下形式的非线性极化强度：

$$P = X^{(2)} E_{\text{total}}^2 \tag{1.9}$$

合成的场 E_{total} 为

$$E_1(\mathbf{r}, t) + E_p(\mathbf{r}, t) \approx \frac{1}{2} \varepsilon_1(\mathbf{r}) e^{j(\omega_1 t - K_1 Z)} + \frac{1}{2} \varepsilon_1^*(\mathbf{r}) e^{j(\omega_1^* t + K_1 Z)} + \frac{1}{2} \varepsilon_p(\mathbf{r}) e^{j(\omega_p t - K Z)} + \frac{1}{2} \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j(\omega_p^* t + K Z)} \tag{1.10}$$

把 E_{total}^2 项展开而得到各个不同项。其中感到兴趣的一项为

$$\frac{1}{2} \varepsilon_1(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j[(\omega_1 - \omega_p)t - (K_1 - K_p)Z]} + \text{c. c.} \tag{1.11}$$

就是这一项的缘故使信号波 E_p 产生共轭 E_c ，它给出极化强度为 P 的波：

$$P = \frac{1}{2} X^{(2)} \varepsilon_1(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j[(\omega_1 - \omega_p)t - (K_1 - K_p)Z]} + \text{c. c.} \tag{1.12}$$

当 $\omega_1 = 2\omega_p$ 时就有

$$\omega_c = \omega_1 - \omega_p = 2\omega_p - \omega_p = \omega_p \tag{1.13}$$

共轭波 E_c 可写成

$$E_c \approx X^{(2)} \varepsilon_1(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j(\omega_p t - K_c Z)} + \text{c. c.} \tag{1.14}$$

该波在入射方向上传播，且与“信号波”相共轭，则其振幅与“信号波” $\varepsilon_p(\mathbf{r})$ 的共轭复振幅 $\varepsilon_p^*(\mathbf{r})$ 成正比例。 E_c 波在 $+Z$ 方向上传播，但由于 $\varepsilon_p^*(\mathbf{r})$ 因子，它(在时间上)是逆转的(见图1.3)。受 E_1 和 E_p 二波照明的晶体产生 E_p 的共轭波 E_c ，但为了使共轭波有效地辐射，必须满足一些条件。

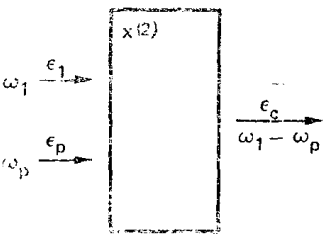


图1.3 三波的相位复共轭

按(1.12)和(1.14)式, 共轭波的波矢量为

$$\mathbf{K}_o(\omega_o = \omega_1 - \omega_p) = \mathbf{K}_1(\omega_1) - \mathbf{K}_p(\omega_p) \quad (1.15)$$

为了使共轭波的辐射达到最大值, 就应满足相位匹配条件:

$$\mathbf{K}_1(\omega_1) = 2\mathbf{K}_p(\omega_p), \quad \mathbf{K}_o(\omega_o = \omega_1 - \omega_p) = \mathbf{K}_p(\omega_p) \quad (1.16)$$

为此可在晶体中选择一束取向合适的光来满足. Avizonis等人于1977年以1.06微米波长(信号波)和由激光器Nd:YAG所得的0.53微米二次谐波(泵浦波)照明锂晶体进行了这个实验.

1.5 四波的相位复共轭

在本方法中采用三个波(其中二个泵浦波和一个信号波)来照明晶体. 由于晶体的非线性就产生了又一个波, 其振幅与三个波中的信号波的共轭复振幅成正比例, 三个波的形式如下:

$$\text{泵浦波} \begin{cases} E_1(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_1(\mathbf{r}) e^{j(\omega_1 t - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r})} + \text{c. c.} & (1.17) \\ E_2(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_2(\mathbf{r}) e^{j(\omega_2 t - \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r})} + \text{c. c.} & (1.18) \end{cases}$$

$$\text{信号波 } E_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \varepsilon_p(\mathbf{r}) e^{j(\omega_p t - \mathbf{K}_p \cdot \mathbf{r})} + \text{c. c.} \quad (1.19)$$

这三个波在晶体中产生如下形式的三阶线性极化强度:

$$P = X^{(3)} E_{\text{total}}^3 \quad (1.20)$$

同上节一样计算 P , 但我们感兴趣的是下面这项:

$$\frac{1}{2} X^{(3)} \varepsilon_1(\mathbf{r}) \varepsilon_2(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j[(\omega_1 + \omega_2 - \omega_p)t - (\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_p) \cdot \mathbf{r}]} + \text{c. c.} \quad (1.21)$$

该项产生一个波, 其频率为

$$\omega_o = \omega_1 + \omega_2 - \omega_p \quad (1.22)$$

由于存在 $\varepsilon_p^*(\mathbf{r})$ 因子, 因此所产生的波是信号波的共轭波. 我们讨论 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$ 即 $\omega_o = \omega_p$ 的情况, 包括共轭波在内所有波的频率都相同, 这种情况称为简并四波相位复共轭.

a) E_1 和 E_2 波在同一方向上传播

波矢量之间的关系是按照(1.17)和(1.18)式:

$$\mathbf{K}_1(\omega_1 = \omega) = \mathbf{K}_2(\omega_2 = \omega) \quad (1.23)$$

并根据(1.21)式在给定方向上传播的共轭波为

$$\mathbf{K}_c(\omega_c = \omega) = 2\mathbf{K}_1(\omega) - \mathbf{K}_p(\omega_p = \omega) \quad (1.24)$$

图1.4表示实验的几何关系,如同三波相位复共轭情况,它存

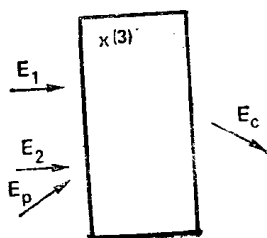


图1.4 四波的相位复共轭

在由信号波的方向所决定的相位匹配条件。

b) E_1 和 E_2 波在相反方向上传播

此时(1.17)、(1.18)式给出

$$\mathbf{K}_1 = -\mathbf{K}_2, \quad \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = 0 \quad (1.25)$$

若是简并四波相位复共轭, (1.21)式可写为

$$\frac{1}{2} X^{(3)} \varepsilon_1(\mathbf{r}) \varepsilon_2(\mathbf{r}) \varepsilon_p^*(\mathbf{r}) e^{j(\omega t + \mathbf{K}_p \cdot \mathbf{r})} \quad (1.26)$$

与(1.19)式相比较,发现标量积 $\mathbf{K}_p \cdot \mathbf{r}$ 的符号为正,这说明共轭波在与信号波的相反方向上传播。图1.5表示实验的几何位置,

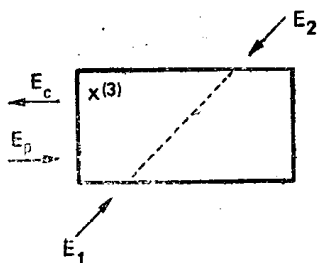


图1.5 共轭波 E_c 在信号波 E_p 相反方向上传播的四波相位复共轭

这里没有相位匹配条件的限制,这四波的相互作用更接近于上述的“相位复共轭反光镜”。它是1977年Hellwarth首先研究出来

的。Yariv和Pepper以(1.26)式代入麦克斯韦方程中而计算得这种反光镜的反射率 R 为

$$R = \operatorname{tg}^2(|K| \cdot L) \quad (1.27)$$

式中 L 是晶体的长度， K 由下列定义：

$$de^*/dz = jK\varepsilon_0 \quad (1.28)$$

当 $|K| \cdot L > \pi/4$ 时，由(1.27)式可见共轭波能具有比信号波更大的振幅，即存在放大增益。

1.6 四波相位复共轭与全息术之间的相似

回顾一下全息图记录的原理，如图1.6所示。信号波 E_p 的振幅是 e_p ，泵浦波 E_1 的振幅是 e_1 ，在全息底片上的记录：

$$(e_p + e_1)(e_p^* + e_1^*) = |e_1|^2 + |e_p|^2 + e_1^*e_p + e_1e_p^* \quad (1.29)$$

显影之后，若以垂直于底片的光束照明全息图，则透过振幅 t 正比于接收到的能量：

$$t = t_0 - \beta[|e_p|^2 + e_1^*e_p + e_1e_p^*] \quad (1.30)$$

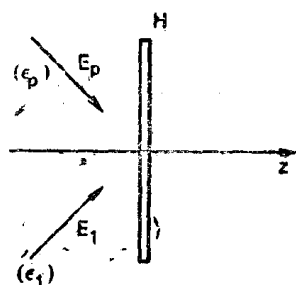


图1.6 由 E_1 和 E_p 二波
相干涉而记录全息图

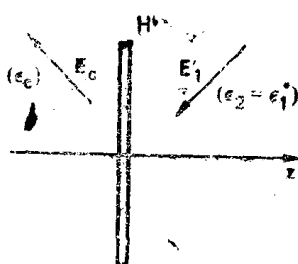


图1.7 信号波 E_p 的共轭
波 E_1' 的再现

式中 t_0 和 β 是全息底片乳剂的二个特性常数。

现以与波 E_1 方向相反、振幅为 $e_2 = e_1^*$ 的波 E_1' 照明全息图(见图1.7)，透过全息图的振幅为 te_2 ：

$$te_2 = [t_0 - \beta|e_p|^2]e_2 - \beta(e_1^*)^2e_p - \beta|e_1|^2e_p^* \quad (1.31)$$

并不会产生 $(e_1^*)^2e_p$ 项的辐射。因为它虽存在一个相位因子

$e^{-j[(2\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_p) \cdot \mathbf{r}]}$,但它并不满足相位匹配条件. 第一项对应于直接透过全息图的波,而我们对它并不感兴趣,而感兴趣的项是

$$\varepsilon_o = |\varepsilon_1|^2 \varepsilon_p^* = \varepsilon_1 \varepsilon_1^* \varepsilon_p^* = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon^* \quad (1.32)$$

代表信号波的共轭波的振幅,它就是在全息术中所熟知的“虚像”. 比较(1.32)与(1.26)式就可发现在全息术与四波相位复共轭之间存在相似性. 但全息术过程是分成二步进行的,而相位复共轭只在一步下进行. 此外,在全息术中波 E_1 与 E_p 必须具有相同的波长才能产生干涉现象;但在四波相位复共轭中不再需要这个条件了,因为诸波的混合对应于非线性极化强度的调制.

1.7 应用于补偿波像差的四波相位复共轭

图1.8表示用四波相位复共轭补偿由介质 A 所产生的波像差的实验装置. 由激光器辐射的光束(平面波)经半反射板 G_1 分裂为二束光. 其中一束光被 G_1 反射后,再经半反射板 G_2 反射,然后透过使入射波发生相位偏移的区域 A 后射入非线性晶体中. 这束光

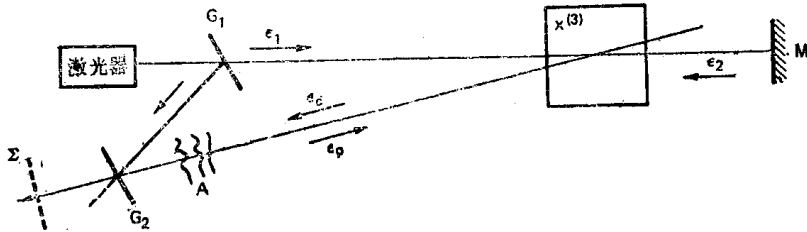


图1.8 用四波相位复共轭补偿由介质 A 所产生的波像差

就是信号光束. 另一束光透过半反射板 G_1 起泵浦光束 e_1 的作用; 然后, 它透过非线性晶体之后, 再在平面反射镜 M 上反射, 这反射回来的光束起第二个泵浦光束 e_2 的作用. 晶体接收到如同图1.5所示的三个波, 它的振幅分别为 e_1 、 e_2 和 e_p . 这三个波在晶体内部产生一个三阶的非线性的极化强度, 它恰是产生与信号波成共

振幅为 ϵ_0 的这个波的起源。振幅为 ϵ_c 与 ϵ_p 的两波在相反方向上传播，并在穿过具有波像差 A 的介质之后如同图1.2中所示的情况，又变成平面波 Σ 了。利用四波的相位复共轭补偿了信号波的变形。因为实验是在实时下进行的，所以产生波像差 A 的介质可以随时间过程而不断变化，但在系统输出端重建的波总是保持平面波。

休斯研究实验室内利用“四波相位复共轭”来补偿大气的湍流（如图1.9所示）。激光束由半反射镜 G_1 分为二束，其中一束为反射镜 M_1 和半反射镜 G_2 反射后（向左），透过约100米大气层，再经 M_2 、 M_3 反射镜反射，光束又重新透过大气层而进入非线性介质中。这一束光是振幅为 ϵ_p 的信号波，而另一束光透过 G_1 和半

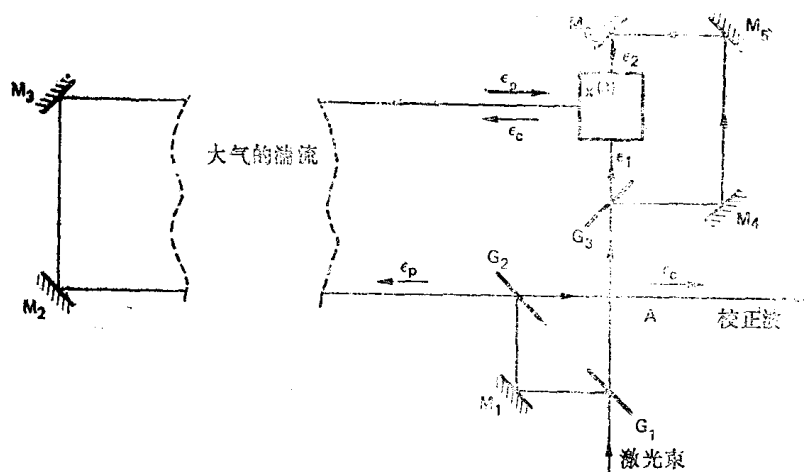


图1.9 以四波相位复共轭补偿大气的湍流（休斯研究实验室）

反射镜 G_3 之后，其中一部分光束就直接进入非线性介质，这就是振幅为 ϵ_1 的泵浦光束；但另一部分由 G_3 反射至反射镜 M_4 ，再经 M_5 、 M_6 反射，最后进入非线性介质，这就是振幅为 ϵ_2 的泵浦光束。在振幅为 ϵ_1 、 ϵ_2 、 ϵ_p 的三束光作用下，非线性介质辐射出与振幅 ϵ_p 的信号波相共轭的振幅为 ϵ_0 的共轭波，然后，该共轭波两次穿过湍流大气层，光路作这样的安排就补偿了波面变形，共轭波在到达 A 时是完善的平面波。

1.8 在光纤中的四波相位复共轭

利用四波相位复共轭在光纤内产生共轭波，它的优点是相互作用的非线性介质很长。Au Yeung及其同事所做研究的实验装置如图1.10所示。光纤中充以非线性介质二硫化碳（多模光纤），来自激光器的一部分光束由半反射镜 G_1 反射，然后由 M_2 、 M_3 、 M_4 平面反射镜反射，这部分光束起信号光束的作用，借助显微镜物镜 O_2 将它注入光纤中。而另一部分透过 G_1 的光束，又被半反射镜 G_2 分成二泵浦光束 e_1 和 e_2 ，分别由物镜 O_1 和 O_2 注入光纤。若 e_1 与 e_2 二束光相互平行，它们会聚在物镜 O_2 的焦点上，焦点与光纤的入射面相重合，这样由非线性介质制成的光纤接收 e_1 、 e_2 和 e_p 三束光而同时辐射出与振幅 e_p 相共轭的振幅为 e_c 的共轭波。共轭波在与 e_p 振幅的波的相反方向上传播，共轭波经由反射镜 M_4 、 M_3 反射之后，又由半反射镜 G_3 反射而出。

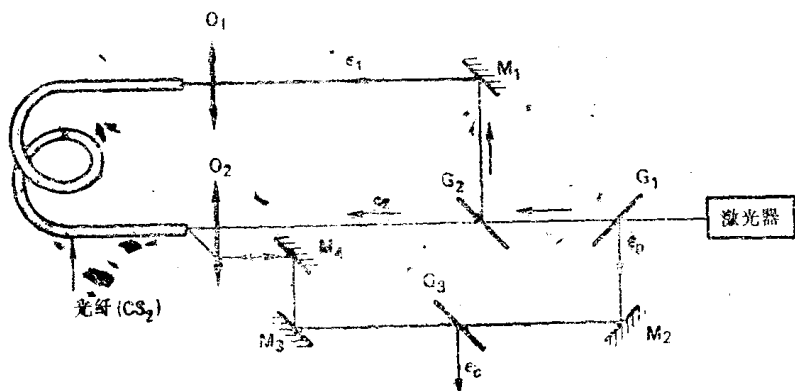


图1.10 在充满 CS_2 光纤中的四波相位复共轭，光纤起非线性介质的作用

1.9 用于补偿单模光纤色散造成脉冲展宽的四波相位复共轭

要求接收不同波长的非线性介质能在所有波长上给出共轭

波，这是可能的，即要求非线性介质的带宽至少与入射脉冲的带宽相同。图1.11表示Yariv等人（1979年）研究时所用的实验装置。激光器辐射的脉冲经过光纤之后而展宽。问题是在于要求安置二根光纤在它们原来的状态上。经光纤输出的光束是信号波，它的振幅为 ϵ_p ，它与振幅分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 的二个泵浦光束一起穿入非线性介质中，在这三束光的作用下，非线性介质在信号光束相反的方向上辐射出振幅为 ϵ_c 的一束光。共轭光束的每一脉冲是由构成信号光束入射脉冲的各个不同波长单色波的共轭波所组成，但它在经过与第一根光纤一样的第二根光纤之后重又得到了入射脉冲。若我们应用此法于光通信的光纤中，非线性介质必须置于光纤长度一半之处。

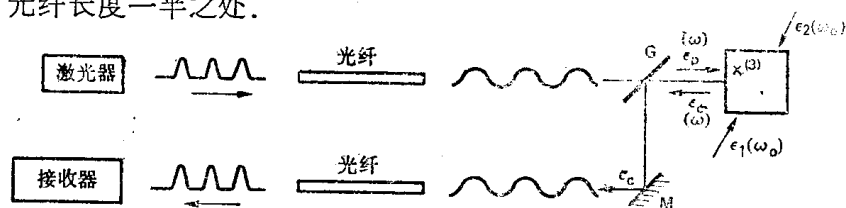


图1.11 以四波相位复共轭补偿光纤中的脉冲展宽

1.10 在激光腔中的四波相位复共轭

在图1.12中，我们是在激光腔中利用相位复共轭能够校正缺陷与像差。用非线性介质来替代激光腔的二块反光镜之一（或甚至是二块），在激光腔中可能有各种光学元件，而利用共轭波能补偿其缺陷。振幅为 ϵ_p 的变形波连同振幅为 ϵ_1 和 ϵ_2 的二个泵浦波穿入非线性介质，晶体辐射出振幅为 ϵ_c 的波，其振幅与 ϵ_p 振幅相共轭，该波在相反方向穿出激光腔时，其变形得到补偿，而输出一个完全得到校正的波 Σ 。

1.11 应用四波相位复共轭的干涉仪

图1.13是一个可行的实验。来自激光器的平行光束穿过我们