可以认为阳离子杂质对光纤损耗的影响并不十分重要。应进一步改善晶体生长条件，获得透明度高、散射少的优质晶体，改善压纤工艺和压纤环境，获得表面缺陷少、无沾污的光纤，则 KRS-5 多晶光纤的损耗将会进一步降低。

该课题为 85 年中国科学院基金项目，光纤端面电子显微镜照片为王浩炳同志提供，光纤端面加工由郑连生同志完成。在此表示感谢。

参 考 文 献

1 D. A. Pinnov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **33** (1), 28(1978)

2 池户才，レーザー研究，**11** (11)，834 (1983)

3 S. Sakuragi, Proc. *SPIE*, **32**, 2 (1982)

4 J. A. Harrington, *Proc. SPIE*, **227**, 133 (1980)

5 Y. Mimura *et al.*, *Japan. J. Appl. Phys.*, **19** (5), L269(1980)

6 桜木史郎，赤外线技术，(9)，48 (1984)

（收稿日期：1987 年 8 月 12 日）

用微扰近似理论研究简并四波混频过程中的相位畸变现象

赵明君　李育林

（中国科学院西安光机所）

Study on phase distortion in degenerate four-wave mixing by means of perturbation approximation theory

Zhao Mingjun　Li Yulin

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

Abstract: A perturbation approximation theory is used for analysis of phase distortion in degenerate four-wave mixing. It is seen from the caculation result that an important way of increasing the readout wave's ratio of signal to noise (s/n) is to reduce the resultant distortion ϕ of other wave's.

一、引　　言

近年来，用四波混频过程产生相位共轭越来越受到人们的关注，这是因为该过程能够高效率地获得任意物波的相位复共轭波，从而为光学图像的实时处理[1~3]开辟了一个新的途径[4]。但研究中大都认为在非线性介质中，参与混频的各波是理想的平面偏振波。实际上激光源产生的光波并非是完全的平面偏振波，加之，整个光学系统也不理想，不可避免地产生一定的畸变效应。此外在四波混频的实验中，很难保证两束泵浦波理想对准。故导致读出光波中存在着一定的畸变（称为背景噪声），它有时很严重，甚至在接收屏上难以分辨信息。

关于这个问题，文献[6]曾作过初步的分析，但是繁琐，物理意义也不明显。本文提出了一种微扰简化的近似模型，讨论了简并四波混频过程中各个入射波的相位畸变（或称噪声）对读出光波的影响，给出了一些有意义的结论。

二、用微扰近似理论处理相位畸变引起的噪声

如图 1 所示，E_1、E_2 是一对泵浦波；E_3 是信号

波，它携带着物体的信息；E_4 是 E_3 的相位复共轭波。我们假设每一波都是带有一定的微小畸变的平面波，也就是说平面波前受到一定的微扰，并将其表示为：

$$E_j=\varepsilon_j\exp[-i(\omega t-\boldsymbol{k}_j\cdot\boldsymbol{r}-\delta\phi_j)] \quad (1)$$

$$j=1,\ 2,\ 3,\ 4$$

式中的相位因子 $\delta\phi_j$ 为波前畸变量。将(1)式改写为，

$$E_j=\varepsilon_j\exp[-i(\omega t-\boldsymbol{k}_j\boldsymbol{r})]\exp[i\delta\phi_j]$$
$$=E_{0j}\exp[i\delta\phi_j] \quad (2)$$
$$j=1,\ 2,\ 3,\ 4$$

式中 $\quad E_{0j}=\varepsilon_j\exp[-i(\omega t-\boldsymbol{k}_j\boldsymbol{r})]$

为未受扰动的平面波，如果 $\delta\phi_j$ 满足

$$|\delta\phi_j|\ll 1,$$

(2)式可展开为，

$$E_j\approx E_{0j}+iE_{0j}(\delta\phi_j)=E'_{0j}+E_{0j} \quad (3)$$

其中 $E'_{0j}=iE_{0j}(\delta\phi_j)$ 为微扰项，将(3)式中的 E_j 代入 Maxwell 方程，得到

$$[\nabla x(\nabla x)-\varepsilon\omega^2/c^2]E_j=(4\pi\omega^2/c^2)P_j^{NL} \quad (4)$$

(4)式右端 P_j^{NL} 为非线性极化强度。在四波混频过程中，重点是读出光波 E_4，故取 $j=4$，

$$P_4^{NL}=\chi^{(3)}\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*\exp[-i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})]$$
$$\times\exp[i(\delta\phi_1+\delta\phi_2-\delta\phi_3)]$$
$$=P_{40}^{NL}\exp[i\phi] \quad (5)$$

这里 $\quad P_{40}^{NL}=\chi^{(3)}\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*\exp[-i(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})]$

$$\phi=\delta\phi_1+\delta\phi_2-\delta\phi_3$$

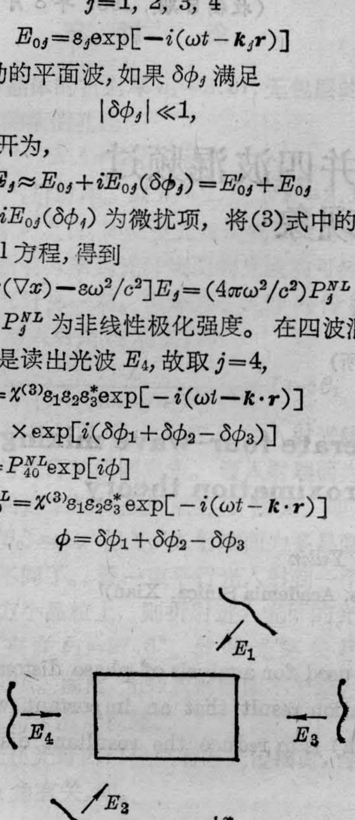

图 1

同样，总系统要求 ϕ 满足

$$|\phi|\ll 1,$$

则 P_4^{NL} 可展开为，

$$P_4^{NL}\approx P_{40}^{NL}(1+i\phi)=P_{40}^{NL}+P_{40}^{NL'} \quad (6)$$

(6)式中，$P_{40}^{NL'}=i\phi P_{40}^{NL}$ 是受到微扰扰动时产生的附加非线性极化强度，P_{40}^{NL} 为未受微扰扰动的非线性极化强度。将(3)和(6)代入(4)式，并且利用微分算符的性质，同时仅考虑沿 Z 轴分量的情况，有

$$(\nabla^2+\varepsilon\omega^2/c^2)(E_{04}+E'_{04})$$
$$=-(4\pi\omega^2/c^2)(P_{40}^{NL}+P_{40}^{NL'}) \quad (7)$$

E_{0j} 也满足 Maxwell 方程，

$$(\nabla^2+\varepsilon\omega^2/c^2)E_{04}=-(4\pi\omega^2/c^2)P_{40}^{NL} \quad (8)$$

由(7)～(8)式得到：

$$(\nabla^2+\varepsilon\omega^2/c^2)E'_{04}=-(4\pi\omega^2/c^2)P_{40}^{NL'} \quad (9)$$

(9)式就是由波前畸变引起的附加扰动项 E'_{04} 及 $P_{40}^{NL'}$ 满足的微分方程。

将(3)式的 E'_{04} 及(6)式的 $P_{40}^{NL'}$ 值代入(9)，得

$$(\nabla^2+\varepsilon\omega^2/c^2)\{\varepsilon_4(z)\exp[ikz]\cdot(i\delta\phi_4)\}$$
$$=-(4\pi\omega^2/c^2)\chi^{(3)}\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*\exp[ikz](i\phi) \quad (10)$$

利用缓慢振幅条件：

$$\left|\frac{\partial^2\varepsilon(z)}{\partial z^2}\right|\ll\left|\frac{k\partial\varepsilon(z)}{\partial z}\right|$$

及恒等式 $k^2=\varepsilon\omega^2/c^2$，并且忽略畸变扰动的高次项，(10)式变为，

$$k\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}(i\delta\phi_4)+\left[\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}+ik\varepsilon_4\right]\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}$$
$$=i\omega^2K\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*(i\phi) \quad (11)$$

其中 $K=\left(\frac{2\pi}{c^2}\right)\chi^{(3)}$，且 $\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}$ 是方程(8)的解[5]，

$$\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}=(i\omega^2K/k)\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*$$

因之方程(11)变为

$$\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}+\left(\frac{i\omega^2Kk\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}{k^2\varepsilon_4+\omega^2K\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}\right)\delta\phi_4$$
$$=\left(\frac{i\omega^2Kk\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}{k^2\varepsilon_4+\omega^2K\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}\right)\phi \quad (12)$$

(12)式可简化为，

$$\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}+P(z)\delta\phi_4=P(z)\phi \quad (13)$$

其中 $\quad P(z)=\frac{i\omega^2Kk\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}{k^2\varepsilon_4+\omega^2K\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*}$

由(13)式可得到 $\delta\phi_4$ 的表达式为，

$$\delta\phi_4=e^{-\int P(z)dz}\left[\int P(z)\phi e^{\int P(z)dz}dz+C\right] \quad (14)$$

由(14)式可知，读出光波的相位畸变 $\delta\phi_4$（或微扰项）是由泵浦波、信号波的微扰项引起的。这里 C 是积分常量，$\phi=\delta\phi_1+\delta\phi_2-\delta\phi_3$。

三、讨　　论

3.1 微扰理论与一般求解相比较

将(1)公式表示的 E_j 与(5)式中 P_4^{NL} 代入 Maxwell 方程，利用缓慢振幅条件以及恒等式 $k^2=\varepsilon\omega^2/c^2$，且忽略高次项，得到

$$\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}+\frac{1}{k}\frac{\partial\varepsilon_4}{\partial z}\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}+i\varepsilon_4\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}$$
$$=(i\omega^2/k)K\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3^*\exp(i\phi)\cdot\exp[-i\delta\phi_4] \quad (15)$$

类似(11)式,求解,

$$\frac{\partial\delta\phi_4}{\partial z}+P(z)\delta\phi_4=\frac{1}{i}P(z)(e^{-i\phi}-1) \qquad (16)$$

(16)式即为一般求解近似条件下,读出光波 $\delta\phi_4$ 所满足的微分方程。如果我们考虑到三个入射波的微扰近似,则(16)式右端 $e^{i\phi}\approx1+i\phi$, 这样便得到和(13)式相同的表达式。

3.2 读出波背景噪声的讨论

对于读出的相位复共轭波,由于入射波的畸变效应,使 E_4 也携带着位相畸变因子($i\delta\phi_4$),将 $|\delta\phi_4|$ 称为背景噪声,根据 $E_4=E_{04}+E'_{04}$, 由(3)式得到读出光波的信噪比为 $1/|\delta\phi_4|$。

由(14)可看出,提高信噪比的关键是减小 $|\phi|$。又因为 $|\phi|=|\delta\phi_1+\delta\phi_2-\delta\phi_3|$, 即一种方法是对泵浦对、信号波的各个畸变量进行控制,使其减小到最小程度;另一种方法是调整光路系统,使总的 $|\phi|$ 减小到最小程度,尤其要注意的是合理调整光路,使两泵浦波对准的误差减小和降低畸变之和相等。

本文初稿完成后,蒙何绍宇研究员的审阅。石顺详副教授也审阅了全文并和作者进行过有益讨论。在此一并致谢

参 考 文 献

1 Y. H. Ja, *Opt. Commun.*, **42**, 6 (1982)
2 Y. H. Ja, *Opt. Commun.*, **44**, 1 (1982)
3 N. A. Vainos and R. W. Eason, *Opt. Commun.*, **59**, 3 (1986)
4 V. Markov, S. Odulov and M. Soskn, *Opt. and Laser Tech.*, April, 95(1979)
5 Y. R. Shen, The Prinicple of Nonlineor Optics, (Sohn Wiley and Sons, Inc. Yew York 1984).
6 N. Chen, *Opt. Commun.*, **59**, 1(1986)

(收稿日期: 1987 年 9 月 16 日)

测量物理场参量微小变化的光纤全息干涉法

李正直　郭邦俊　朱又迈　田志伟
(杭州大学物理系)

Holographic interferometery through mono-mode optical fibers in minute variation measurement of physical field parameters

Li Zhengzhi, Guo Bangjun, Zhu Youman, Tian Zhiwei
(Department of Physics, Hangzhou University, Hangzhou)

Abstract: We describe a holographic me method through fiberoptics in which the interference field is formed behind the hologram by the informational wave and the ideal comparative wave.

1. 在物方光纤一臂中放置一张预先拍摄好的全息图,它只携带物方光路中包括光纤在内所有光学元件的信息。以该全息图的重现物波作为测量用的理想比较波,当物方光纤中一部分置于被测物理场内时,被测物理场参量的变化将反映在该光纤出射的光波中,称它为信息物波。信息波和理想比较波在全息图后形成干涉场,它把反映被测物理场参量变化的信息转变成干涉场的条纹移动。通过对干涉场的条纹移动进行测量,就可以提取出被测物理场参量变化的信息。

这里以温度场为对象,阐述这种方法的原理,并通过实验探讨了该方法的特点。

2. 单色光在光纤中传播时,它的位相 ϕ 取决于制造光纤纤芯材料的折射率 n 和光纤长度 L[1,2]。略掉光纤直径和光的入射角变化所产生的影响,它可由下式表示:

$$\phi(T)=\frac{2\pi}{\lambda}L\cdot n \qquad (1)$$

式中 λ 是单色光的波长, T 是光纤所在温度场的温度值。当温度变化 ΔT 时,光束的相位变化 $\Delta\phi$ 为