

相位共轭实现光学逻辑运算

张存林 于美文

(北京理工大学, 北京)

摘要: 本文从麦克斯韦电磁场理论出发, 给出了用四波混频相位共轭波和泵浦光波及入射物波偏振态之间的关系来实现光学逻辑运算的途径。

Optical logic computation via optical phase conjugation

Zhang Cunlin, Yu Meiwen

(Beijing Institute of Technology)

Abstract. The use of the optical phase conjugation process for optical logic computation is described. The optical logic variables can be represented by orthogonal polarization states. The relation among the polarization states of the phase conjugate wave, pump wave and the incident wave is derived from the Maxwell field equation

一、引言

光计算是以光作为信息载体的数据处理技术。光计算具有高并行性、宽的时间空间带宽和三维自由空间互连等先天性优点。它是克服电子计算机中串行的“瓶颈”效应, 互连带宽, 时钟歪斜等限制, 实现超高速数据处理的重要途径^[1]。电子计算机作为一种高度自动化、高速信息处理装置, 已广泛用于科学技术研究、工业过程控制及生产管理等各个领域。

但是, 随着科学技术的迅速发展, 对信息处理的要求也越来越高, 现有电子计算机已经不能完全满足要求, 特别是在运算速度及平行处理能力方面其弱点比较突出。为了解决这些问题, 人们自然想到了用光来传递及处理信息, 这就是目前已在广泛开展的光计算研究。近年来光计算技术的发展进入了新阶段。光计算机的研究已引起了广泛重视。

光计算机的研究内容不外乎两个方面, 其一是算法研究, 另一则是光子器件及其互连研究。近年来光子学(光波技术)发展很快, 许多光计算机用的光(电)器件已相继出现, 有的甚至达到很高水平, 这无疑会促进光计算的研究。

用于光计算机的器件, 类似电子计算机, 主要有光逻辑器件(OLD)及光学双稳态器件(BOD)。本文试图用反射相位波的偏振态和泵浦波及入射物波偏振态之间的关系实现一些光逻辑运算。

二、基本原理

光学逻辑运算的途径有两条, 其一是利用非线性效应, 通过光强度的变化来实现。其二

是利用偏振态的变化来实现^[3,4]。本文用四波混频相位共轭波^[2,1]和泵浦光波及入射物波偏振态之间的关系来实现,假定平行于纸面偏振为“1”,垂直于纸面偏振为“0”。我们从麦克斯韦方程组出发推导各个光波偏振态之间的关系。

由麦氏方程组:

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & (1) \\ \nabla \times \vec{H} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & (2) \end{cases}$$

可得波动方程:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \quad (3)$$

$$\text{式中, } \vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{p} = \vec{E} + 4\pi \chi^{(1)} \vec{E} + 4\pi \vec{p}^{NL} = \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} + 4\pi \vec{p}^{NL} \quad (4)$$

将光波场 \vec{E} 和极化矢量 \vec{p} 进行傅氏分解,然后代入波动方程(3)中,将波动方程分解 \vec{E} 和 \vec{p}^{NL} 的傅氏振幅所满足的波动方程,则有

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}(\omega_n, \vec{r})] - \frac{\omega_n^2}{c^2} \vec{\epsilon}(\omega_n) \cdot \vec{E}(\omega_n, \vec{r}) = \frac{4\pi}{c^2} \omega_n^2 \vec{p}^{NL}(\omega_n, \vec{r}) \quad (5)$$

(5)式就是将波动方程(3)进行傅氏分解,若频率为 ω_n 的单色平面波的傅氏振幅 $\vec{E}(\omega_n, \vec{r})$ 所应满足的波动方程。

$$\text{式中, } \vec{E}(\omega_n, \vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{e}(\omega_n) \exp\{-i(\vec{k}_n \cdot \vec{r} + \varphi_n)\}$$

$\vec{e}(\omega_n)$ 是频率为 ω_n 的单色平面波的振幅, \vec{k}_n 为波矢, φ_n 为初位相。

$\vec{p}^{NL}(\omega_n, \vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{p}^{NL}(\omega) \exp\{i(\vec{k}^N \cdot \vec{r} + \varphi^N)\}$ 为极化波傅氏振幅, \vec{k}^N, φ^N 为非线性极化波的波矢和初位相。

在稳定状态下,截面为无限的平面波,可以近似地取解的形式为

$$\vec{E}(\omega_n, \vec{r}) = \vec{e} A(\vec{r}) \exp\{i\vec{k} \cdot \vec{r}\} \quad (6)$$

为了求出 $A(\vec{r})$ 所满足的方程,将(6)式代入(5)式中,并设 $A(\vec{r})$ 是矢径的缓变函数,即

$$\frac{\partial^2 A(\vec{r})}{\partial x_i^2} \ll k \frac{\partial A(\vec{r})}{\partial x_i}$$

也就是说 $\frac{\partial A(\vec{r})}{\partial x_i}$ 在一个波长长度内的相对变化远小于1。在上述近似下,方程(5)可简化为

$$\left[\nabla A(\vec{r}) \right] \times (\vec{k} \times \hat{e}) + \vec{k} \times \left\{ \left[\nabla A(\vec{r}) \right] \times \hat{e} \right\} = -i \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \vec{p}^{NL}(\omega, \vec{r}) \exp\{ -i\vec{k} \cdot \vec{r} \} \quad (7)$$

(7) 式就是截面为无限的平面波相互作用达到稳定时的近似波动方程。

为了使近似波动方程 (7) 更便于使用, 下面我们引入特定的实验室坐标系使它进一步简化。选实验室坐标的Z轴沿波矢 \vec{k} 的方向, 并使 \hat{e} 位于XZ坐标平面内, 如图1所示。图中 α 为离轴角, 选择这样实验室坐标系后, 便可将 (7) 式改写成下面的形式, 即

$$\frac{\partial A(Z)}{\partial Z} = i \frac{2\pi\omega^2}{kc^2 \cos^2 \alpha} \hat{e} \cdot \vec{p}^{NL}(\omega, \vec{r}) \exp\{-ikZ\} \quad (8)$$

具体考虑用四波混频产生相位共轭波方程 (8) 的形式。设非线性介质是各向同性, 而且入射光波频率远离介质共振吸收频率。 $E_1(\vec{r}, t)$ 和 $E_2(\vec{r}, t)$ 作为泵浦光波是两列很强的频率为 ω 的单色平面波, 波矢沿着相反方向射入非线性介质, 如图2所示, 其傅氏振幅分别为

$$\vec{E}_1(\omega, \vec{r}) = \hat{e}_1 A_1(\vec{r}) \exp\{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}\} \quad (9)$$

$$\vec{E}_2(\omega, \vec{r}) = \hat{e}_2 A_2(\vec{r}) \exp\{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}\} \quad (10)$$

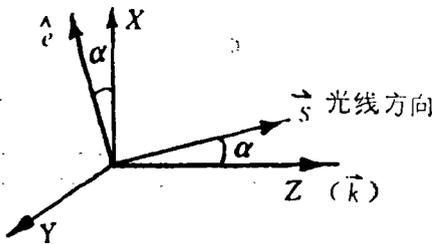


图 1

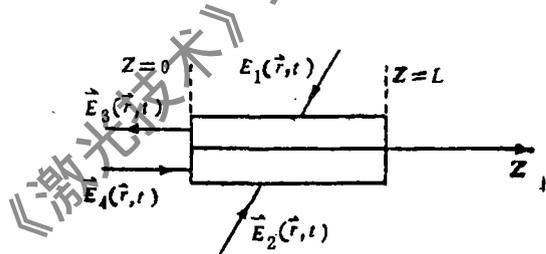


图 2

式中, \hat{e}_1, \hat{e}_2 是两泵浦光波偏振方向单位矢量, k_1, k_2 分别为两泵浦光波的波矢, 并存在关系:

$$\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 \quad (11)$$

入射物波 $E_4(\vec{r}, t)$ 是带有空间调制信息和带有相位畸变的单色准平面波, 其傅氏振幅为

$$E_4(\omega, \vec{r}) = \hat{e}_4 A_4(\vec{r}) \exp\{i\vec{k}_4 \cdot \vec{r}\} \quad (12)$$

可以看成是由许多波矢和 k_4 略有偏离的单色平面波合成的, 并将它表示成

$$E_4(\omega, Z) = \hat{e}_4 A_4(Z) \exp\{ik_4 Z\} \quad (13)$$

讨论 $E_4(\omega, Z)$ 和 $E_1(\omega, \vec{r}), E_2(\omega, \vec{r}), E_3(\omega, \vec{r})$ 通过非线性介质产生相位共轭情况。

介质在 $E_1(\omega, \vec{r}), E_2(\omega, \vec{r}), E_4(\omega, Z)$ 作用下通过三次非线性极化可以产生

频率为 ω 极化波矢为 $(-\vec{k}_4)$ 的三次非线性极化矢量 $p^{(3)}(\omega, t)$, 其傅氏振幅为

$$p^{(3)}(\omega, \vec{r}) = \sum x^{(3)}(-\omega, \omega, \omega, -\omega) \vec{E}_1(\omega, \vec{r}) \vec{E}_2(\omega, \vec{r}) E_4^*(\omega, \vec{r}) \\ = 6 \{x^{(3)}(-\omega, \omega, \omega, -\omega) \hat{e}_1 \hat{e}_2 \hat{e}_4\} A_1(\vec{r}) A_2(\vec{r}) A_4^*(Z) \exp\{-i\vec{k}_4 Z\} \quad (14)$$

此 $\rho^{(3)}(\omega, t)$ 将产生一个新的波 $E_s(r, t)$, 其频率仍为 ω , 但波矢 k_s 和入射物波 k_i 方向相反, 而且, 我们可以证明在 $Z < 0$ 区域, 它就是入射物波的相位共轭波。

设 $E_s(\omega, Z)$ 的傅氏振幅为

$$E_s(\omega, Z) = \hat{e}_s A_s(Z) \exp\{-ik_s Z\} \quad (15)$$

根据 (8) 式和 (14) 式可得出 $A_s(Z)$ 满足下列近似波动方程。

$$\frac{\partial A_s(Z)}{\partial Z} = -i \frac{12\pi\omega}{hc} x_{:ii}^{(3)} A_1 A_2 A_4^*(Z) \quad (16)$$

式中, $x_{:ii} = \{\hat{e}_s \cdot [x^{(3)} \hat{e}_1 \hat{e}_2 \hat{e}_4]\}$ (17)

$x_{:ii}^{(3)}$ 为有效三次非线性极化系数。(16) 式中等式右方的负号是由于 k_s 和 Z 轴方向相反而出现的。

(17) 式是我们所要得到的结果, 大家知道, 二次非线性效应只能发生于无对称中心的晶体中。但三次非线性效应由于 $x^{(3)}$ 是四阶张量, 在各向同性介质 (例如气体、液体、非晶态固体) 和有对称中心的晶体中都能产生。 $\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_4$ 的偏振方向为已知, 再根据介质的性质 (即 $x^{(3)}$ 的特性) 可确定出使 $x_{:ii}$ 不为零的 \hat{e}_s 的偏振方向。从而找出反射相位共轭波的偏振态和泵浦光波及入射物波偏振态之间的关系。完成光学逻辑运算。

三、具体实例分析

首先考虑各向同性介质。对于各向同性介质的三次非线性极化张量 $x^{(3)}$ 来讲, 只有下列 21 个非零张量, 并有下列关系

$$\begin{aligned} x_{XXXX} &= x_{YYYY} = x_{ZZZZ} \\ x_{YYYY} &= x_{ZZXX} = x_{XXZZ} = x_{XXYY} = x_{YYXX} \\ x_{YYYZ} &= x_{ZYZY} = x_{XZZZ} = x_{ZZZX} = x_{XXYY} = x_{YYXX} = x_{YYZZ} \\ &= x_{ZYYZ} = x_{ZZXX} = x_{XZZX} = x_{XXYY} = x_{YYXX} \end{aligned} \quad (18)$$

由于它们之间还存在下列关系

$$x_{XXXX} = x_{XXYY} + x_{YYXX} + x_{YYXX}$$

故其中只有三个独立的张量分量。坐标选取如图 3 所示。

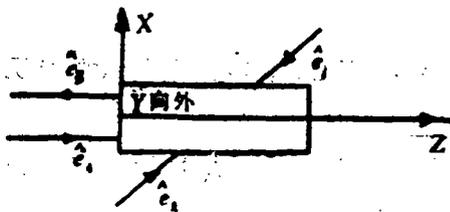


图 3

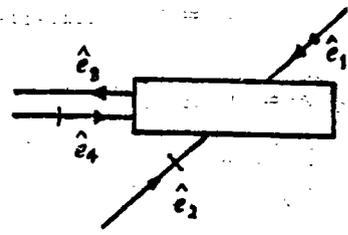


图 4

(1) \hat{e}_1 沿着 Y 方向。 \hat{e}_4, \hat{e}_2 与 \hat{e}_1 垂直。如图 4 所示, 图中 “·” 表示沿 Y 方向, “ \otimes ” 表

示与Y垂直

$$\hat{e}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ e_{1Y} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \hat{e}_2 = \begin{pmatrix} e_{2X} \\ 0 \\ e_{2Z} \end{pmatrix} \quad \hat{e}_4 = \begin{pmatrix} e_{4X} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

在此条件下, 我们利用 (17) 式推出 \hat{e}_3 的偏振方向 (1) 式展开为

$$x_{ijk}^{(3)} = \hat{e}_3 \begin{pmatrix} x_{Xik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} \\ x_{Yik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} \\ x_{Zik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} x_{Xik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} &= x_{XXik}^{(3)} e_{1X} e_{2k} e_{4l} + x_{XYik}^{(3)} e_{1Y} e_{2k} e_{4l} + x_{XZik}^{(3)} e_{1Z} e_{2k} e_{4l} \\ &= x_{XYik}^{(3)} e_{1Y} e_{2k} e_{4l} \\ &= x_{XYXl}^{(3)} e_{1Y} e_{2X} e_{4l} + x_{XYYl}^{(3)} e_{1Y} e_{2Y} e_{4l} + x_{XYZl}^{(3)} e_{1Y} e_{2Z} e_{4l} \\ &= x_{XYXl}^{(3)} e_{1Y} e_{2X} e_{4l} + x_{XYZl}^{(3)} e_{1Y} e_{2Z} e_{4l} \\ &= x_{XYXl}^{(3)} e_{1Y} e_{2X} e_{4l} \\ &= 0 \end{aligned}$$

上述过程依次用了 ($e_{1X} = e_{1Z} = 0$); ($e_{2Y} = 0$); ($x_{XYZl}^{(3)} = 0$, (18) 式);

$$(x_{XYXl}^{(3)} = 0, e_{4Y} = e_{4Z} = 0)$$

同理可得

$$x_{Yik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} = x_{YYXl}^{(3)} e_{1Y} e_{2X} e_{4l}$$

$$x_{Zik}^{(3)} e_{1j} e_{2k} e_{4l} = 0$$

$$\text{所以, } x_{\text{eff}}^{(3)} = \hat{e}_3 \begin{pmatrix} 0 \\ x_{YYXl} e_{1Y} e_{2X} e_{4X} \\ 0 \end{pmatrix}$$

只有 $\hat{e}_3 = (0 \ e_{3Y} \ 0)$ 即 \hat{e}_3 与 Y 平行, 才能保证 $x_{\text{eff}}^{(3)}$ 不为零。即在图4所示的情况下, 反射相位共轭波是沿Y轴方向偏振的, 是和纸面垂直的。

(2) 同理可求出图5, 图6, 图7, 图8, 图9, 图10情况下, 反射相位共轭波的偏振方向, 如图中所示。由此结论, 四波混频中, 至少有一对偏振方向相同。

(3) 逻辑运算: a. 非门: 如图11所示, \hat{e}_1 沿Y方向, \hat{e}_2 与 \hat{e}_1 垂直。 \hat{e}_2 与 \hat{e}_1 的偏振方向固定不变。

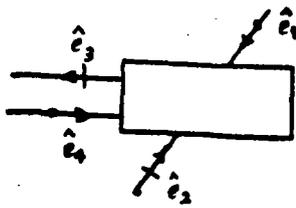


图 5

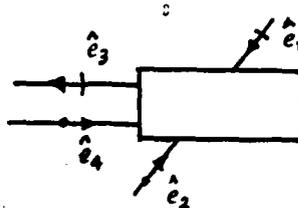


图 6

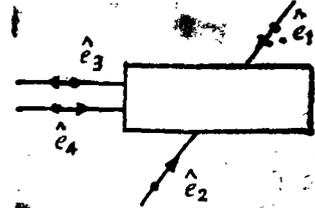


图 7

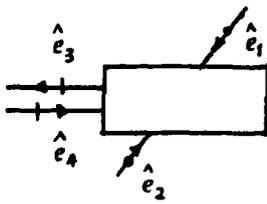


图 8

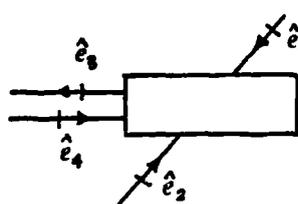


图 9

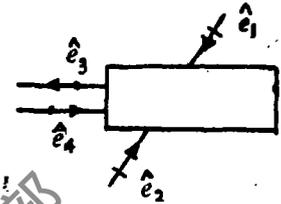


图 10

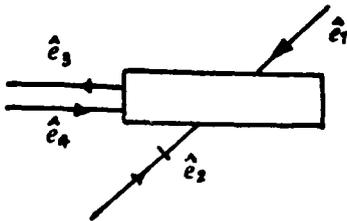


图 11

规定：沿Y方向偏振为“0”，与Y垂直的偏振为“1”，其真值表如下：

输入	\hat{e}_4	0	1
输出	\hat{e}_3	1	0

由此可以看出，图11情况下， \hat{e}_3 与 \hat{e}_4 是逻辑非的关系，即：

$$\hat{e}_3 = \hat{e}_4$$

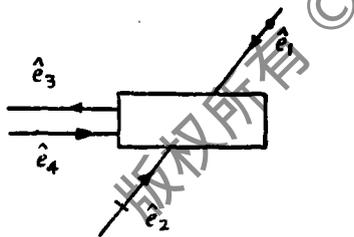


图 12

b. 同门：如图12所示， \hat{e}_2 与Y垂直，其偏振方向固定不变。根据(1)和(2)的结果。其真值表为：

输入	\hat{e}_4	0	1	0	1
	\hat{e}_1	0	0	1	1
输出	\hat{e}_3	1	0	0	1

由此可看出，图12的情况下，完成的是同门运算，即：

$$\hat{e}_3 = \hat{e}_4 \odot \hat{e}_1$$

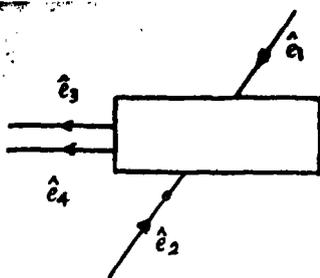


图 13

c. 异或门：如图13所示， \hat{e}_2 平行于Y轴，其偏振方向固定不变。

根据 (1) 和 (2) 的结果, 其真值表为:

输入	\hat{e}_4	0	0	1	0
	\hat{e}_1	0	1	0	0
输出	\hat{e}_3	0	1	1	0

由此可以看出, 图13情况下, \hat{e}_4 , \hat{e}_1 与 \hat{e}_3 是逻辑异或关系。

d. 与门: BS_1, BS_2 为分束器, M 为反射镜, MR 为磁致旋光器, 如图14所示, \hat{e}_2 与

Y 垂直, 其偏振方向固定不变, MR 为磁致旋光器, 只有当 \hat{e}_4 和 \hat{e}_1 均为 “0” 时, MR 才启动, 使偏振面旋转 90° , 即 \hat{e}_2 由 “1” 变成 “0”。在此情况下, $\hat{e}_2, \hat{e}_1, \hat{e}_4$ 均为 “0”, 所以 \hat{e}_3 亦为 “0”。又根据 (1) 和 (2) 的结果, 其真值表为:

输入		输出
\hat{e}_4	\hat{e}_1	\hat{e}_3
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

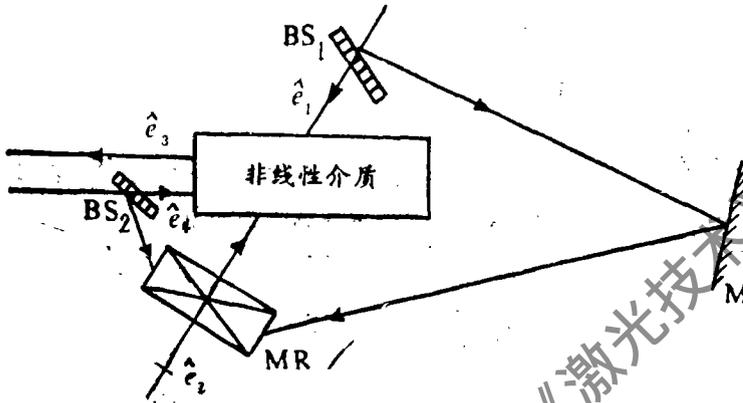


图14

由此可以看出, 图14完成的是与运算, 即

$$\hat{e}_3 = \hat{e}_4 \cdot \hat{e}_1$$

有了以上四个基本运算, 其它逻辑运算均可完成。

参 考 文 献

- [1] 王之江, 伍树东. 光计算技术. 国外激光, 1988; (7): 1
- [2] Shen Y R. The Principle of nonlinear optics. John Niley and Sons Inc, 1984: 249.
- [3] Li Yao, Eichmann G et al. Appl Opt, 1988; 27(10): 2025
- [4] 于美文, 马春荣, 张齐. 仪器仪表学报, 1991; (3)

* * *

作者简介: 张存林, 男, 1961年2月出生。讲师, 博士研究生。现从事全息记录介质和非线性光学材料研制及其应用研究。

收稿日期: 1990年10月24日。