

## 光致折射晶体中高速调制光束的DFWM理论\*

关义春 石顺祥 安毓英 过巳吉

(西安电子科技大学)

## Theory of DFWM for high speed amplitude modulated beams in photorefractive crystals

Guan Yichun, Shi Shunxiang, An Yuying, Guo Siji

(Xi'an University, Xi'an)

**摘要:** 利用一种新的去耦合方法求解光致折射晶体中高速调制光束的DFWM稳态耦合方程组,对几种实际情况进行了解析求解,得到了一些具有普遍性的结论。

**关键词:** 四波混频,光致折射,相位共轭

在光致折射晶体中可以实现时域振幅调制光束的稳定耦合,并且可以用此进行时域光信息处理。这种时域调制光束的稳定耦合,是由于在光致折射晶体中有稳定的光致光栅。因为光致折射晶体的响应速度很慢,所以,只要能够保证各光束间的相对相位稳定,即使振幅调制,也可以形成稳定的光致光栅。

本文对高速时域调制光束在光致折射晶体中DFWM的耦合特性进行了理论分析。所谓“高速”,是指光束调制速度与光致折射效应的响应速度相比快得多。例如,对于BaTiO<sub>3</sub>、SBN等晶体,其典型响应时间为秒量级,因而大于几十Hz的即为高速调制,对GaAs、BSO等晶体,大于几十kHz方可视为高速调制。

在文献[1]中,已经对光致折射晶体中的DFWM进行了理论分析,但是该文的耦合方程及处理方法仅适用于非调制的连续情况。本文则从光致折射效应出发,给出了适于高

速调制光束的DFWM耦合方程,所得到的结果既适于高速调制光束,也适于连续光束情况。

## 一、基本方程及求解

如图1所示,假设光致折射晶体中的四个光场表示为

$$E_l(\mathbf{r}, t) = E_l(z, t)e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{e}_l + \text{c. c.}$$

$$l = 1, 2, 3, 4$$

相应的边界条件为

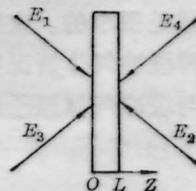


图 1

收稿日期: 1988年8月30日。

\* 本题课得到国家自然科学基金的资助。

$$E_1(z, t)|_{z=0} = E_{10}(t)$$

$$E_2(z, t)|_{z=L} = E_{2L}(t)$$

$$E_3(z, t)|_{z=0} = E_{30}(t)$$

$$E_4(z, t)|_{z=L} = E_{4L}(t)$$

从 Kukhtarev 方程<sup>[2]</sup>出发,在载流子小量近似、准平衡近似、一阶光栅近似和慢变化包络近似的条件下,并考虑到光致光栅的时间平均效应,得到下面给出的高速调制光束所满足的稳态耦合方程组:

$$\frac{\partial E_1(z, t)}{\partial z} = (\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{\bar{m}}{I_0} E_3(z, t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2(z, t)}{\partial z} = (\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{\bar{m}^*}{I_0} E_4(z, t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_3(z, t)}{\partial z} = -(\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{\bar{m}^*}{I_0} E_1(z, t) \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_4(z, t)}{\partial z} = -(\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{\bar{m}}{I_0} E_2(z, t) \quad (4)$$

式中  $\Gamma_1$  和  $\Gamma_2$  是与晶体特性、光偏振、光入射方向有关的耦合系数,它们皆为实数;

$$I_0 = |E_{10}(t)|^2 + |E_{2L}(t)|^2 + |E_{30}(t)|^2 + |E_{4L}(t)|^2;$$

$$m = E_1(z, t)E_3^*(z, t) + E_2^*(z, t)E_4(z, t);$$

$m^*$  为  $m$  复共轭。 $|E_l(z, t)|^2$  和  $\bar{m}$  分别为  $|E_l(z, t)|^2$  和  $m$  在光致折射效应的响应时间内的平均值。该方程组表明,高速调制光束之间的耦合只与干涉场  $m$  的时间平均值有关。

由于在一般情况下  $\overline{m(z, t)} \neq \overline{E_1(z, t)} \times \overline{E_3^*(z, t)} + \overline{E_2^*(z, t)} \cdot \overline{E_4(z, t)}$ , 所以文献 [1] 中将  $(E_1(z)E_3^*(z))$  中的场分开求解的方法,对于上面方程组不再适用。这里我们采用将  $m$  作为一个整体处理的方法对耦合方程组进行简化。

假设

$$m = m_1 + m_2 \quad m_1 = E_1(z, t)E_3^*(z, t)$$

$$m_2 = E_2^*(z, t)E_4(z, t)$$

$$I = I_3(z, t) + I_4(z, t)$$

$$-I_1(z, t) - I_2(z, t)$$

其中  $I_l(z, t) = |E_l(z, t)|^2$ ,

$$(l=1, 2, 3, 4)$$

并对 (1)~(4) 方程进行一些变换后得到

$$\frac{\partial m}{\partial z} = (\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{\bar{m}}{I_0} I \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial z} = & -2(\Gamma_1 + i\Gamma_2) \\ & \times \frac{(m_1 + m_2)^*(\overline{m_1 + m_2})}{I_0} \\ & - 2(\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{(m_1 + m_2)(\overline{m_1 + m_2})^*}{I_0} \end{aligned} \quad (6)$$

将上面两式在光致折射效应的响应时间内求平均,可变为

$$\frac{d\bar{m}}{dz} = (\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{\bar{m}}{I_0} \bar{I} \quad (7)$$

$$\frac{d\bar{I}}{dz} = -4\Gamma_1 \frac{|\bar{m}|^2}{I_0} \quad (8)$$

继而将 (7) 式除以 (8) 式,得

$$\frac{d\bar{m}}{d\bar{I}} = -\frac{\Gamma_1 + i\Gamma_2}{4\Gamma_1} \frac{\bar{I}}{\bar{m}^*}$$

经过简单的运算,可以得到如下关系

$$4[\bar{m}]^2 + \bar{I}^2 = C_0^2 \quad (9)$$

式中的  $C_0$  是待定常数,且有  $C_0 > 0$ 。将 (9) 式代入 (8) 式,然后进行积分得到

$$\bar{I} = C_0 \operatorname{th} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \quad (10)$$

式中的  $C_1$  是积分常数。再将 (10) 式代入 (9) 式,经过一些运算后可得

$$|\bar{m}| = \frac{1}{2} C_0 \operatorname{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \quad (11)$$

若令  $\bar{m} = |\bar{m}| e^{i\varphi}$ , 则由 (7) 式

$$\frac{d\varphi}{dz} = \Gamma_2 \frac{\bar{I}}{I_0}$$

$$= \Gamma_2 \frac{C_0}{I_0} \operatorname{th} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right)$$

对该式进行积分,便可求得  $\varphi$  的表示式

$$\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \quad (12)$$

式中的  $\bar{\varphi}_0$  为积分常数。于是,可以得到稳态时的光场干涉项平均值为

$$\begin{aligned} \bar{m} = & \frac{1}{2} C_0 \text{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \\ & \times \exp \left[ i \left\{ \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \right\} \right] \quad (13) \end{aligned}$$

现在将  $\bar{m}$  的关系式代入(1)~(4)式,即可得到描述高速调制光束DFWM过程所满足的简化了的线性耦合方程组:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1(z, t)}{\partial z} = & (\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \\ & \times \text{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \\ & \times \exp \left\{ i \left[ \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \right] \right\} \\ & \times E_3(z, t) \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_2(z, t)}{\partial z} = & (\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \\ & \times \text{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \\ & \times \exp \left( -i \left\{ \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \right\} \right) \\ & \times E_4(z, t) \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_3(z, t)}{\partial z} = & -(\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \\ & \times \text{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \\ & \times \exp \left( -i \left\{ \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \right\} \right) \\ & \times E_1(z, t) \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_4(z, t)}{\partial z} = & -(\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \\ & \times \text{sech} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left( i \left\{ \bar{\varphi}_0 - \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \ln \left[ \text{ch} \left( -\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1 \right) \right] \right\} \right) \\ & \times E_2(z, t) \quad (17) \end{aligned}$$

对方程(14)~(17)的一般求解将导出很复杂的 Raccatti 方程。下面,我们仅就两种特殊情况进行求解。

### 1. $\Gamma_2=0, \Gamma_1 \neq 0$ 的情况

这种情况相应于纯扩散机制或利用运动光栅增强使  $\Gamma_2=0$  的其它机制起作用的晶体。

不难看出,这时  $\bar{m}$  的相位为常数  $\bar{\varphi}_0$ ,  $\bar{m}_1$  和  $\bar{m}_2$  (分别为  $m_1$  和  $m_2$  的时间平均值) 的相位也是常数。若设  $\bar{m}_1, \bar{m}_2$  的相位均为 0, 且考虑到边界条件

$$\begin{aligned} E_1(z, t) |_{z=0} &= E_{10}(t) \\ E_2(z, t) |_{z=L} &= E_{2L}(t) \\ E_3(z, t) |_{z=0} &= E_{30}(t) \\ E_4(z, t) |_{z=0} &= E_{4L}(t) \end{aligned}$$

对(14)~(17)方程求解,得到

$$\begin{aligned} E_1(z, t) = & \frac{1}{2} E_{10}(t) [B_+(0)B_+(z) \\ & + B_-(0)B_-(z)] \\ & + \frac{1}{2} E_{30}(t) [-B_+(0)B_-(z) \\ & + B_-(0)B_+(z)] \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_2(z, t) = & \frac{1}{2} E_{2L}(t) [B_+(L)B_+(z) \\ & + B_-(L)B_-(z)] \\ & + \frac{1}{2} E_{4L}(t) [B_-(L)B_+(z) \\ & - B_+(L)B_-(z)] \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_3(z, t) = & \frac{1}{2} E_{10}(t) [B_+(0)B_-(z) \\ & - B_-(0)B_+(z)] \\ & + \frac{1}{2} E_{30}(t) [B_+(0)B_+(z) \\ & + B_-(0)B_-(z)] \quad (20) \end{aligned}$$

$$E_4(z, t) = \frac{1}{2} E_{2L}(t) [B_+(L)B_-(z) - B_-(L)B_+(z)] + \frac{1}{2} E_{4L}(t) [B_+(L)B_+(z) + B_-(L)B_-(z)] \quad (21)$$

式中

$$B_+(z) = \sqrt{1 + \operatorname{sech}\left(-\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1\right)}$$

$$B_-(z) = \sqrt{1 - \operatorname{sech}\left(-\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 z + C_1\right)}$$

此外,由

$$I_0 = \overline{I_1(z, t)} + \overline{I_2(z, t)} + \overline{I_3(z, t)} + \overline{I_4(z, t)}$$

$$\text{及 } \overline{I} = \overline{I_3(z, t)} + \overline{I_4(z, t)} - \overline{I_1(z, t)} - \overline{I_2(z, t)},$$

可得如下关系

$$\overline{I_3(z, t)} + \overline{I_4(z, t)} = \frac{1}{2} (I_0 + \overline{I})$$

$$\overline{I_1(z, t)} + \overline{I_2(z, t)} = \frac{1}{2} (I_0 - \overline{I})$$

考虑到(10)式后,变为

$$\overline{I_3(0, t)} + \overline{I_4(0, t)} = \frac{1}{2} C_0 \operatorname{th} C_1 + \frac{1}{2} I_0 \quad (22)$$

$$\overline{I_3(L, t)} + \overline{I_4(L, t)} = \frac{1}{2} C_0 \operatorname{th}\left(-\frac{\Gamma_1}{I_0} C_0 L + C_1\right) + \frac{1}{2} I_0 \quad (23)$$

若将该二式与(20)、(21)式联立,即可确定常数  $C_0$ 、 $C_1$ 。

## 2. $\Gamma_1=0$ 、 $\Gamma_2 \neq 0$ 的情况

这相应于纯光伏机制或利用运动光栅增强使  $\Gamma_1=0$  的其它机制起作用的晶体情况。

在这种情况下,(14)~(18)方程变为

$$\frac{\partial E_1(z, t)}{\partial z} = \dot{i} \Gamma_2 \frac{C'_0}{I_0} \times \exp\left[-\dot{i}\left(\frac{\Gamma_2}{I_0} \bar{I} z + \bar{\varphi}_0\right)\right] E_3(z, t) \quad (24)$$

$$\frac{\partial E_2(z, t)}{\partial z} = -\dot{i} \Gamma_2 \frac{C'_0}{I_0} \times \exp\left[\dot{i}\left(\frac{\Gamma_2}{I_0} \bar{I} z + \bar{\varphi}_0\right)\right] E_4(z, t) \quad (25)$$

$$\frac{\partial E_3(z, t)}{\partial z} = \dot{i} \Gamma_2 \frac{C'_0}{I_0} \times \exp\left[\dot{i}\left(\frac{\Gamma_2}{I_0} \bar{I} z + \bar{\varphi}_0\right)\right] E_1(z, t) \quad (26)$$

$$\frac{\partial E_4(z, t)}{\partial z} = -\dot{i} \Gamma_2 \frac{C'_0}{I_0} \times \exp\left[-\dot{i}\left(\frac{\Gamma_2}{I_0} \bar{I} z + \bar{\varphi}_0\right)\right] E_2(z, t) \quad (27)$$

$$\text{式中 } C'_0 = \frac{1}{2} C_0 \operatorname{sech} C_1,$$

由(11)式,有

$$\bar{m} = C'_0 \exp\left[\dot{i}\left(\frac{\Gamma_2}{I_0} \bar{I} z + \bar{\varphi}_0\right)\right] \quad (28)$$

(24)~(27)方程的解为

$$E_1(z, t) = \exp\left(\dot{i} \frac{\Gamma_2}{2I_0} \bar{I} z\right) \times \left\{ E_{10}(t) \left[ \cos(sz) - \dot{i} \frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sz) \right] + E_{30}(t) \left[ \dot{i} \frac{C'_0 \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sz) \right] \right\} \quad (29)$$

$$E_2(z, t) = \exp\left(-\dot{i} \frac{\Gamma_2}{2I_0} \bar{I} z\right) \times \left\{ E_2(0, t) \left[ \cos(sz) - \dot{i} \frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sz) \right] - E_4(0, t) \left[ \dot{i} \frac{C'_0 \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sz) \right] \right\} \quad (30)$$

$$E_3(z, t) = \exp\left(\dot{i} \frac{\Gamma_2}{2I_0} \bar{I} z\right) \times \left\{ E_{10}(t) \left[ \dot{i} \frac{C'_0 \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sz) \right] + E_{30}(t) \left[ \cos(sz) + \dot{i} \frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sz) \right] \right\} \quad (31)$$

$$E_4(z, t) = \exp\left(-\dot{i} \frac{\Gamma_2}{2I_0} \bar{I} z\right) \times \left\{ -E_2(0, t) \left[ \dot{i} \frac{C'_0 \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sz) \right] + E_4(0, t) \left[ \cos(sz) + \dot{i} \frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sz) \right] \right\} \quad (32)$$

式中的  $s$  满足

$$s^2 = \left(\frac{C_0' \Gamma_2}{I_0}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0}\right)^2$$

由(31)、(32)式可以变换得到输出光与输入光场间的关系:

$$\begin{aligned} E_2(0, t) &= \exp\left(i\frac{\Gamma_2}{2I_0}\bar{I}z\right) \\ &\times \left\{ E_{2L}(t) \left[ \cos(sL) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + i\frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sL) \right] \right\} \\ &+ E_{4L}(t) \left[ i\frac{C_0' \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sL) \right] \} \\ E_4(0, t) &= \exp\left(i\frac{\Gamma_2}{2I_0}\bar{I}z\right) \\ &\times \left\{ E_{2L}(t) \left[ i\frac{C_0' \Gamma_2 e^{i\varphi_0}}{I_0 s} \sin(sL) \right] \right. \\ &\quad \left. + E_{4L}(t) \left[ \cos(sL) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - i\frac{\Gamma_2 \bar{I}}{2I_0 s} \sin(sL) \right] \right\} \end{aligned}$$

由上面的解及  $\bar{I}$ 、 $|\bar{m}|$  的定义式, 即可确定在该情况下的  $\bar{I}$ 、 $|\bar{m}|$ 。

从上面的解我们可以看到: ① 在  $\Gamma_2=0$ 、 $\Gamma_1 \neq 0$  的情况下, 图 1 中的四束光形成了两套干涉场  $E_1 E_3^*$  和  $E_2^* E_4$ , 相应地形成了两套(透射)光栅, 它们的相位相同, 因此将使一束光的一级衍射光与相应的另一束光的透射光相干加强, 从而产生强烈的能量耦合, 这种强能量耦合可使其在许多器件(传输、放大)中获得应用。同时, 由解的表示式可见, 由于在这种情况下解是简单的实数关系, 所以特别适于光信息转换。② 在  $\Gamma_1=0$ 、 $\Gamma_2 \neq 0$  的情况下, 对于双光束耦合来说, 不可能产生平均能量耦合, 只有相位耦合。但对于 DFWM 过程, 由于两套光栅的存在, 仍可产生平均能量耦合, 由此可进一步说明, 在 DFWM 过程中某两束光间的能量耦合, 是以另外两束光同时存在为前提的, 即它是一个四光子过程。

上面我们通过将  $\bar{m}$  视为一个整体的方法对耦合方程进行了求解, 这种解法对于调制光和非调制光均适合, 只是对后者有  $\bar{m}=m$ , 此时若利用上面的运算方法, 可得与

文献[1]同样的结果。

## 二、高速调制光束 DFWM 稳态传输矩阵

考察上面得到的解, 我们可以将输出光与输入光间的关系写成如下形式:

$$E_{out}(z, t) = H(z) E_{in}(t)$$

$$\text{其中 } E_{out}(z, t) = \begin{bmatrix} E_1(z, t) \\ E_2(z, t) \\ E_3(z, t) \\ E_4(z, t) \end{bmatrix}$$

$$E_{in}(t) = \begin{bmatrix} E_{1in}(t) \\ E_{2in}(t) \\ E_{3in}(t) \\ E_{4in}(t) \end{bmatrix}$$

$$H(z) = \begin{bmatrix} H_{11}(z) & 0 & H_{13}(z) & 0 \\ 0 & H_{22}(z) & 0 & H_{24}(z) \\ H_{31}(z) & 0 & H_{33}(z) & 0 \\ 0 & H_{42}(z) & 0 & H_{44}(z) \end{bmatrix}$$

因为  $H(z)$  是在光栅处于稳态情况下描述调制光束传输特性的参量, 故称为稳态传输矩阵。其矩阵元可由前面得到的解给出。 $z=0$ 、 $z=L$  的  $H$  矩阵分别为

$$H(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & H_{22}(0) & 0 & H_{24}(0) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & H_{42}(0) & 0 & H_{44}(0) \end{bmatrix}$$

$$H(L) = \begin{bmatrix} H_{11}(L) & 0 & H_{13}(L) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ H_{31}(L) & 0 & H_{33}(L) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

利用上面的传输矩阵, 可以很简单地描述 DFWM 的特性。例如, 在 DFWM 相位共轭过程中,  $E_{4L}(0)=0$ , 所以相位共轭输出光

$$E_4(0, t) = H_{42}(0) E_{2L}(t)$$

其平均相位共轭反射率为

(下转第655页)



图4 干涉环在阵列上的位置

$$N = \text{int} \left( \frac{2d}{\lambda_1} + 0.5 \right) \quad (21)$$

波长的第二次估计值

$$\lambda'' = \frac{2d}{N} \quad (22)$$

就是所测的入射激光波长值。波长测量精度取决于厚度  $d_0$  和劈角  $\alpha$  的标定精度, 以及位相  $\phi$  的测量精度。

(上接第646页)

实验中, 我们所使用的是多模光纤, 所以干涉条纹是调制在光纤斑纹场上的。假若改用单模光纤, 并采用基横模的 He-Ne 激光, 干涉条纹质量会更好。

另外, 如果采用光纤星形耦合器代替各个激光分束器, 这种装置将会更加轻便小巧。

黄伟平、高峰、李月友同志参加大量工作, 在此谨表谢意。

(上接第672页)

$$\bar{R} = \frac{|E_4(0, t)|^2}{|E_3(0, t)|^2} = |H_{42}(0)|^2 \frac{I_{2L}(t)}{I_{30}(t)}$$

根据前面的分析,  $E_3(z, t)$  的相位共轭光的时间信息, 完全由  $E_{2L}(t)$  决定, 与  $E_{30}(t)$  无关, 这对于利用相位共轭技术实现同光路双向信

息传递, 具有重要的意义。

表1 激光波长测量结果

波长(nm)空气	测量值(nm)	相对精度
Ar <sup>+</sup> 496.507	496.508	$2.0 \times 10^{-6}$
CVL 510.554	510.555	$1.9 \times 10^{-6}$

### 参 考 文 献

- 1 R. Salimbeni, *Opt. Lett.*, **5**, 39 (1980)
- 2 J. L. Hall *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 367 (1976)
- 3 P. Juncar, *Opt. Commun.*, **14**, 438 (1975)
- 4 M.B. Morris, *Appl. Opt.*, **23** (21), 3862 (1984)

### 参 考 文 献

- 1 余永安 *et al.*, *仪器仪表学报*, **8** (1), 77 (1987)
- 2 G. M. Davis *et al.*, *Fiberoptic Sensor Technology Handbook*
- 3 李广平, *国外激光*, (12), 1 (1984)
- 4 张志鹏, *光纤传感器及其应用论文专辑*, **10**, 13 (1985)
- 5 G. Thomas *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18** (4), 626 (1982)
- 6 V. I. Balaev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.* **14** (1), 5 (1984)

### 参 考 文 献

- 1 M. Cronin-Golomb *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20** (1)
- 2 N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979)