

# 用光束脉冲矩阵研究多色光学谐振腔\*

杨天新 李世忱

(天津大学精密仪器工程学院, 天津 300072)

**摘 要** 用光束脉冲矩阵法分析了多色光学谐振腔的稳定条件; 给出了计算腔内净群速度色散的准确表达式。具体分析了一种新型自锁模谐振腔, 计算了它的腔内净群速度色散数值, 为研究它的锁模机理提供了可靠的数据。

**关键词** 多色光学谐振腔, 稳定条件, 群速度色散。

## 1 引 言

最近报道在钛宝石自锁模激光器中直接产生了近 7.5 fs 的光脉冲<sup>[1]</sup>, 其光谱宽度已接近 80 nm。要在这样的谱宽范围内, 保持腔的稳定条件并确定合理的色散补偿结构和色散量值, 就成为受关注的问题。目前除传统的“Z”字形色散腔和环形腔外, 还出现了一些新腔型<sup>[2~5]</sup>, 我们采用光束脉冲矩阵<sup>[6]</sup>的方法替代光程等效方法计算棱镜对的净色散量, 得到了比文献 [5] 更精确的计算表达式, 并且推导出一系列用于分析光学谐振腔的基本光学元件的光束脉冲矩阵(见附录)。本文在此基础上进一步推导出多色光学谐振腔的腔内净群速度色散的解析表达式, 并讨论了多色腔的稳定条件, 目的是在设计新腔型时, 这些结论能够有助于我们确定出符合稳定性要求及色散补偿要求的腔构参数。

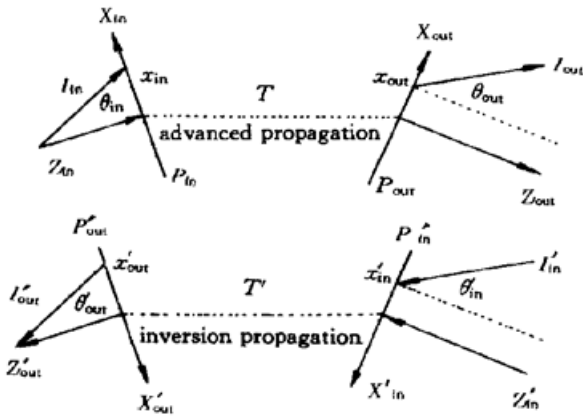
## 2 光束脉冲矩阵的变换性质

在研究光学谐振腔时, 必然会遇到光线反向穿过光学系统的变换矩阵, 为此, 在本节中我们推导了光脉冲沿原光路反向传播时的光束脉冲矩阵, 以使用它来研究光脉冲往返谐振腔一周的变换矩阵。

如图 1 所示的一任意光学系统, 它的输入平面  $P_{in}$  和输出平面  $P_{out}$  均在同一介质(空气或真空)中, 将光脉冲从  $P_{in}$  平面, 由左向右经过光学系统到达  $P_{out}$  平面所经历的光束脉冲变换矩阵记为  $T$ , 将在输入平面  $P_{in}$  上的光脉冲中的某一光谱分量, 用四维矢量  $(x_{in}, \theta_{in}, t_{in}, v_{in})$  表示, 由光束脉冲变换矩阵的定义<sup>[6]</sup>, 在输出平面  $P_{out}$  上得到的相应的光谱分量  $(x_{out}, \theta_{out}, t_{out}, v_{out})$  则应为

\* 国家自然科学基金(69708006)资助项目。

收稿日期: 1998-01-12; 收到修改稿日期: 1998-07-02



$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{out} \\ v_{out} \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \\ t_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B & 0 & E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \\ t_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} \quad (1)$$

Fig. 1 The relationship between the transverse coordinate axes of advanced propagation and inversion propagation

当脉冲光束在输出平面  $P_{out}$  上按原光路反向从右向左再次经过该光学系统, 回到原输入平面  $P_{in}$  时, 将反向传输变换矩阵记为  $T'$ , 如图 1 所示, 反向传输的输入平面为  $P'_{in}$  与原输出平面  $P_{out}$  重合, 但是由于脉冲光束的传播方向与原传播方向相反, 所以输入平面  $P'_{in}$  上的  $X'_{in}$  轴与原平面  $P_{out}$  上的  $X_{out}$  轴的原点重合, 但方向相反; 同理反向传输的输出平面为  $P'_{out}$ , 与原输入平面  $P_{in}$  重合, 输出平面  $P'_{out}$  上的  $X'_{out}$  轴与原平面  $P_{in}$  上的  $X_{in}$  轴的原点重合, 但方向相反。那么输出平面  $P'_{out}$  上的光谱分量  $(x'_{out}, \theta'_{out}, t'_{out}, v'_{out})$  与输入平面  $P'_{in}$  上的光谱分量  $(x'_{in}, \theta'_{in}, t'_{in}, v'_{in})$  的关系应为

$$\begin{bmatrix} x'_{out} \\ \theta'_{out} \\ t'_{out} \\ v'_{out} \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} x'_{in} \\ \theta'_{in} \\ t'_{in} \\ v'_{in} \end{bmatrix} \quad (2)$$

因光脉冲按原光路返回, 故光谱各分量有以下关系: 在平面  $P'_{in}(P_{out})$  和  $P'_{out}(P_{in})$  处分别有

$$\begin{bmatrix} x'_{in} \\ \theta'_{in} \\ t'_{in} \\ v'_{in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{out} \\ v_{out} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} x'_{out} \\ \theta'_{out} \\ t'_{out} \\ v'_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -x_{in} \\ \theta_{in} \\ 2t_{out} - t_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式可得

$$\begin{bmatrix} -x_{in} \\ \theta_{in} \\ 2t_{out} - t_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} -x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{in} \\ v_{out} \end{bmatrix} \quad (4)$$

将(1)式代入(4)式得

$$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 2G & 2H & 1 & 2I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \\ t_{in} \\ v_{in} \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} -A & -B & 0 & -E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \\ t_{in} \\ v_{out} \end{bmatrix} \quad (5)$$

因为  $(x_{in}, \theta_{in}, t_{in}, v_{in})$  是任意光谱分量, 所以有

$$T' = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 2G & 2H & 1 & 2I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -A & -B & 0 & -E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}^{-1} \quad (6)$$

用广义惠更斯积分可以证明脉冲矩阵各元素之间有以下关系<sup>[6]</sup>:

$$AD - BC = 1, \quad BF - ED = \lambda_0 H, \quad \lambda_0(BG - AH) = E$$

$$AF - EC = \lambda_0 G, \quad \lambda_0(DG - CH) = F \quad (7)$$

式中  $\lambda_0$  为光脉冲的中心波长。计算(6)式, 并利用(7)式简化计算结果可得

$$T' = \begin{bmatrix} D & B & 0 & -\lambda_0 H \\ C & A & 0 & -\lambda_0 G \\ -F/\lambda_0 & -E/\lambda_0 & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8)$$

### 3 驻波型多色光学谐振腔的分析方法

设驻波腔的两个平面端镜分别为  $M_1$  和  $M_2$ , 如图 2 所示, 在  $M_1$  和  $M_2$  处分别设置两个参考平面  $P_1$  和  $P_2$ , 且这两个平面均与端镜所在的平面重合。设在  $P_1$  处有一光谱分量为  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$ , 则在  $P_2$  处相应的光谱分量为  $(x_2, \theta_2, t_2, \nu_2)$ , 脉冲从端镜  $M_1$  开始单程经过谐振腔到达端镜  $M_2$  的光束脉冲矩阵记为  $T$ , 平面  $P_2$  处的光谱分量  $(x_2, \theta_2, t_2, \nu_2)$  为

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ t_2 \\ \nu_2 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B & 0 & E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

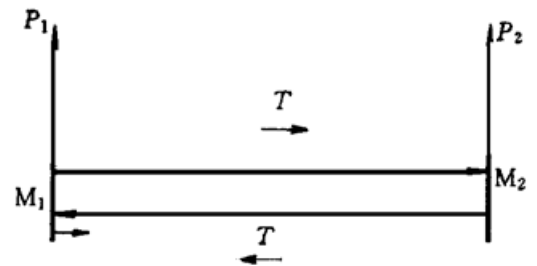


Fig. 2 Schematic of ray-pulse matrices of laser cavity

那么, 光谱分量  $(x_2, \theta_2, t_2, \nu_2)$  从端镜  $M_2$  开始反向单程经过谐振腔到达端镜  $M_1$ , 由(8)式可知, 光谱分量  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  应满足下式:

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{bmatrix} = T' \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ t_2 \\ \nu_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D & B & 0 & -\lambda_0 H \\ C & A & 0 & -\lambda_0 G \\ -F/\lambda_0 & -E/\lambda_0 & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ \theta_2 \\ t_2 \\ \nu_2 \end{bmatrix} \quad (10)$$

只要算出  $T$  中的各矩阵元\*, 就能得到光脉冲在谐振腔中往返一周的变化, 从而得到谐振腔的稳定振荡条件和净群速度色散的值。驻波腔端镜均为平面反射镜, 其光束脉冲变换矩阵为

$$R = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

按图 2 所示的顺序, 光脉冲从端镜  $M_1$  出发, 在腔内往返一周的光束脉冲变换矩阵  $T_{a \text{ round}}$  为

$$T_{a \text{ round}} = R_{M_1} T' R_{M_2} T \quad (12)$$

众所周知, 克尔自锁模脉冲的形成是因为腔内存在着自相位调制效应和克尔透镜效应, 使得连续运转的激光的某个起伏的波包最后发展成稳定的飞秒脉冲, 其中自相位调制效应使脉冲的谱展宽, 克尔透镜效应使脉冲不断窄化。我们在计算时假定这些非线性效应已形成稳定的锁模脉冲, 因此, 对于一稳定(自洽)的谐振腔来说, 在端镜  $M_1$  处的光脉冲的某一光谱分量

\* 关于矩阵元的计算可直接利用附录中提供的基本矩阵。

$(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  在腔内往返一周后一定满足空间自再现, 则有

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{a \text{ round}} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + 2BC & 2BD & 0 & 2BF \\ 2AC & 1 + 2BC & 0 & 2AF \\ 2AF/\lambda_0 & 2BF/\lambda_0 & 1 & 2I + 2EF/\lambda_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ t_1 \\ \nu_1 \end{pmatrix} \quad (13)$$

其中  $t_1'$  为该光谱分量  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  在腔内往返一周后的相对与脉冲中心频率  $\nu_0$  光谱分量的时间延迟,  $t_1$  为该光谱分量  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  相对与脉冲中心频率  $\nu_0$  光谱分量的初始时间延迟, 则该光谱分量  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  在腔内往返一周后的相对与脉冲中心频率  $\nu_0$  光谱分量的净时间延迟为  $t_1' - t_1$ , 设该光谱分量  $(x_1, \theta_1, t_1, \nu_1)$  在腔内往返一周后的相位改变量为  $\varphi$ , 则有

$$d\varphi/d\omega = t_1' - t_1 = (2AF/\lambda_0)x_1 + (2BF/\lambda_0)\theta_1 + (2I + 2EF/\lambda_0)\nu_1 \quad (14)$$

式中  $\omega = 2\pi(\nu_1 + \nu_0)$ 。二阶群速度色散群速度色散  $d^2\varphi/d\omega^2$  为

$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{d(t_1' - t_1)}{2\pi d(\nu_1 + \nu_0)} = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{2AF}{\lambda_0} \left( \frac{dx_1}{d\nu_1} \right) + \frac{2BF}{\lambda_0} \left( \frac{d\theta_1}{d\nu_1} \right) + (2I + \frac{2EF}{\lambda_0}) \right] \quad (15)$$

由(13)式的自洽关系可得到空间稳定(自洽)振荡条件:

$$dx_1/d\nu_1 = -F/C, \quad d\theta_1/d\nu_1 = 0 \quad (16)$$

稳定振荡条件表明, 当腔内存在角色散时, 即  $F \neq 0$ , 则激光脉冲达到稳定时, 在端镜处存在光谱横向走离量。将腔稳定条件(16)式代入(15)式可得光脉冲在腔内往返一周后产生的净群速度色散  $\beta_2$  为

$$\beta_2 = (I - GF/C)/\pi \quad (17)$$

### 4 腔色散计算实例

以文献[2]的较复杂腔型为例, 进行数值计算, 各腔构参数如图3所示。其他惯用的“Z”形和“X”形腔也可以用这种方法进行类似处理。

该谐振腔中的各布角折射面的变换矩阵参见附录中给出的基本矩阵, 可得到图3腔的单程变换矩阵的一些矩阵元为

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{1}{f n_p n_s}, & I &= I_p + I_s - \frac{n_p n_s (f z_1 + f z_2 - z_1 z_2)}{f \lambda} \\ G &= \frac{-f n_p' + f n_s' + n_p z_2}{f n_s}, & F &= \frac{f n_p' - f n_s' + n_s z_1}{f n_p} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中  $n_p' = \frac{dn_p}{d\nu}$ ,  $n_s' = \frac{dn_s}{d\nu}$ ,  $I_p = \frac{\lambda^3}{c^2 z_p} \frac{d^2 n_p}{d\lambda^2}$ ,  $I_s = \frac{\lambda^3}{c^2 z_s} \frac{d^2 n_s}{d\lambda^2}$ , 按照(17)式可得脉冲往返一周获得的净群速度色散为

$$\beta_2 = \frac{1}{\pi} [I_p + I_s - \frac{1}{\lambda} (2f n_p' n_s' + n_s^2 z_1 + n_p^2 z_2) + \frac{1}{\lambda} f (n_s^2 + n_p^2)] \quad (19)$$

在这个表达式中的前两项为光脉冲在棱镜和增益介质中的介质材料色散量, 后几项为角色散导致的群速度色散量, 当腔长一定时,  $z_1 + z_2$  为一定值, 设为  $D$ , 则有

$$\beta_2 = (1/\pi) (I_p + I_s) - (1/\pi\lambda) [2n_p n_s f + n_p^2 D + n_s^2 (z_1 - f) - n_p^2 (z_1 + f)] \quad (20)$$

对于钛宝石晶体和 SF<sub>10</sub> 棱镜,  $n_p \approx 2n_s$ , 所以  $z_1$  不宜过大。在文献[2]中称  $z_1$  稍大于  $f$ , 我

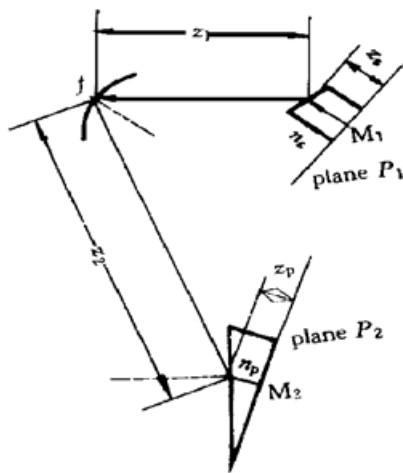


Fig. 3 Schematic of Kerr self-mode locking laser resonator

们为了尽量减少正色散的数值，在计算过程中取  $z_1 = f$ 。另外，文献[2]中钛宝石晶体的最短边长为 3.17 mm，则激光束在晶体中的长度  $z_s$  应大于 3.17 mm，在我们的计算中  $z_s$  就取 3.17 mm。计算出的光脉冲在腔内往返一周得到的净色散  $\beta_2$  与激光束在 SF<sub>10</sub> 棱镜中的长度  $z_p$  的关系的计算结果如图 4 所示。从图 4 所示的计算结果可以看出，SF<sub>10</sub> 棱镜的插入量必须很小，使得激光束在棱镜中的长度小于 0.5 mm，才能保证腔内净色散为负值。

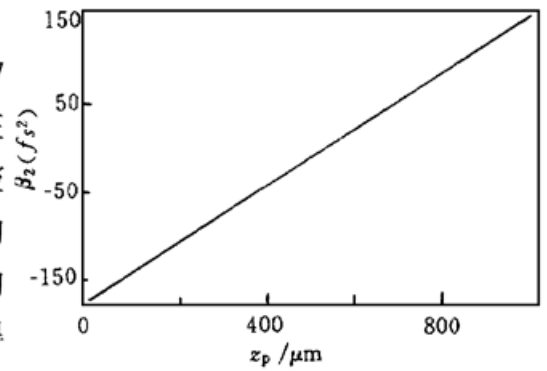


Fig. 4 The net GVD of a round trip which a pulse returns in the laser resonator as a function of  $Z_p$

**结 语** 本文利用光束脉冲矩阵推导出多色腔的稳定性和腔内净群速度色散计算公式。重点推导了光束脉冲矩阵的反向传输矩阵和一种新型的自锁模谐振腔的净群速度色散的表达式，并计算出具体数值。这种方法的优点是可以同时处理介质色散和角色散，所以对谐振腔中的净群速度色散计算的准确度远高于由文献[2]给出的光程等效的方法，并且具有普遍性。

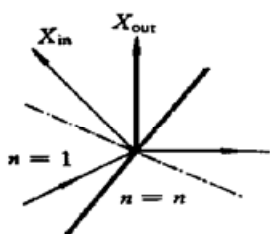
参 考 文 献

[1] Spielmann C, Startania S, Krausz F. Ti:Sapphire laser produces intense sub-5-fs pulses. *Laser Focus World*. 1997, **33**(5) : 127~ 135  
 [2] Ramaswamy-Paye M, Fujimoto J G. Compact dispersion-compensating geometry for Kerr-lens mode-locked femtosecond lasers. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(21) : 1756~ 1758  
 [3] Bouma B E, Fujimoto J G. Compact Kerr-lens mode-locked resonators. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(2) : 134 ~ 136  
 [4] Kopf D, Spuhler G J, Weingarten K J *et al.*. Mode-locked laser cavities with a single prism for dispersion compensation. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(6) : 912~ 915  
 [5] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P. Negative dispersion using pairs of prisms. *Opt. Lett.*, 1984, **9** (5) : 150~ 152  
 [6] Kostenbauder A G. Ray-pulse matrices: A rational treatment for dispersive optical systems. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(6) : 1148~ 1157

附 录 各种用于计算自锁模谐振腔的基本矩阵

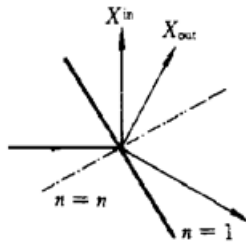
由于在自锁模激光器中的色散元件大都是布儒斯特角切割的钛宝石等增益介质和布儒斯特角切割的色散补偿棱镜对，它们最基本的元素可以分解为布儒斯特角切割的折射表面和色散介质中的传播矩阵，这里给出我们推导的一些常用的基本矩阵，用于谐振腔的计算。注意每种情况的坐标轴与光线传播方向的关系，其中  $X_{in}$ 、 $X_{out}$  分别表示输入参考面、输出参考平面上的坐标轴， $Z$  轴一律为光线传播方向。矩阵表达式中  $n$  为介质相对于空气的折射率， $n' = dn/dv$ ， $n'' = d^2n/d^2v$ ， $\lambda_0$  为脉冲的中心波长， $v$  为频率， $c$  为真空中光速。

A1 布儒斯特角折射面矩阵有 4 种  
 $n = 1$  代表真空， $n = n$  代表介质。



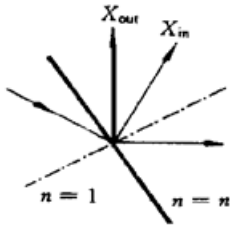
$$T_1 = \begin{pmatrix} n & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n^2 & 0 & -n'/n^2 \\ -n'/\lambda_0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{A1}$$

图 A1



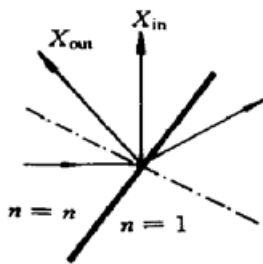
$$T_2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 & -n' \\ \frac{-n'}{\lambda_0 n} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A2)$$

图 A2



$$T_3 = \begin{pmatrix} n & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} & 0 & \frac{n'}{n^2} \\ \frac{n'}{\lambda_0} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A3)$$

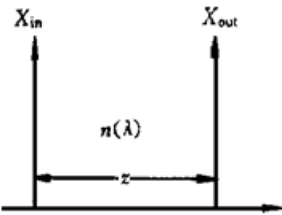
图 A3



$$T_4 = \begin{pmatrix} \frac{1}{n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 & n' \\ \frac{n'}{\lambda_0 n} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A4)$$

图 A4

A2 色散介质中的传输矩阵: 输入面  $X_{in}$ , 输出面  $X_{out}$  均在同一介质中。



$$T_z = \begin{pmatrix} 1 & z & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A5)$$

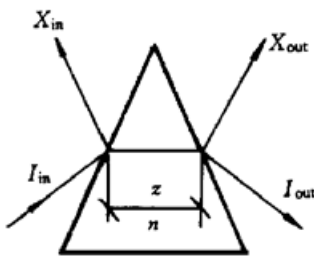
图 A5

其中  $I = zn''/\lambda_0 + 2zn'/c = (\lambda^3 z/c^2)(d^2n/d\lambda^2)$  (A6)

在以下矩阵中出现的  $I$  的表达式均为(A6)式。

A3 顶角向上的棱镜变换矩阵:

输入面  $X_{in}$ , 输出面  $X_{out}$  均在真空中。



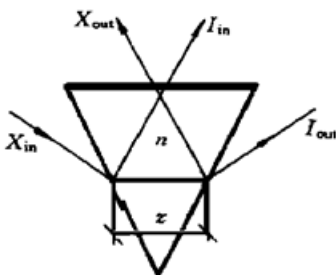
$$T_{prism, up} = T_2 T_z T_1 \quad (A7)$$

$$T_{prism, up} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{z}{n^3} & 0 & \frac{-zn'}{n^3} \\ 0 & 1 & 0 & -2n' \\ \frac{-2n'}{\lambda_0} & \frac{-zn'}{\lambda_0 n^3} & 1 & I + (\frac{z}{\lambda_0 n^3})(n')^2 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A8)$$

图 A6

A4 顶角向下的棱镜变换矩阵:

输入面  $X_{in}$ , 输出面  $X_{out}$  均在真空中。



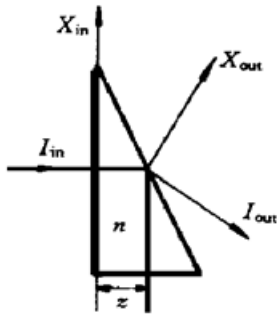
$$T_{prism, down} = T_4 T_z T_3 \quad (A9)$$

$$T_{prism, down} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{z}{n^3} & 0 & \frac{zn'}{n^3} \\ 0 & 1 & 0 & 2n' \\ \frac{2n'}{\lambda_0} & \frac{zn'}{\lambda_0 n^3} & 1 & I + \frac{z(n')^2}{\lambda_0 n^3} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (A10)$$

图 A7

A5 半布角棱镜变换矩阵:

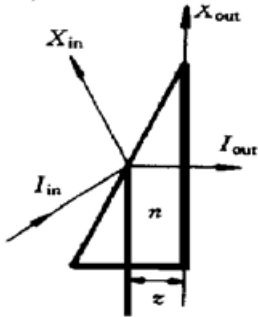
1) 左半布角棱镜矩阵(输入面  $X_{in}$  在介质  $n$  中, 输出面  $X_{out}$  在真空中。)



$$T_{\text{prism, hl}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{n} & \frac{z}{2n} & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 & -n' \\ -\frac{n'}{\lambda_0 n} & -\frac{n'z}{2\lambda_0 n} & 1 & \frac{I}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A 11})$$

图 A8

2) 右半布角棱镜矩阵(输入面  $X_{in}$  在真空中, 输出面  $X_{out}$  在介质  $n$  中.)

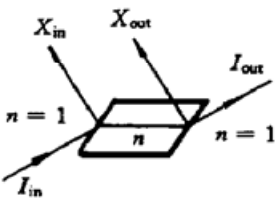


$$T_{\text{prism, hr}} = \begin{bmatrix} n & \frac{z}{2n^2} & 0 & -\frac{zn'}{2n^2} \\ 0 & \frac{1}{n^2} & 0 & -\frac{n'}{n^2} \\ -\frac{n'}{\lambda_0} & 0 & 1 & \frac{I}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A 12})$$

图 A9

A6 双布角六面体棱镜

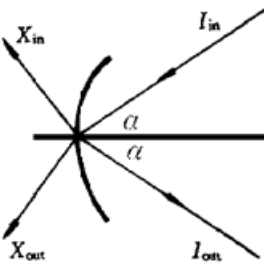
输入面  $X_{in}$ , 输出面  $X_{out}$  均在真空中。



$$T_0 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{z}{n^3} & 0 & -\frac{n'z}{n^3} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{n'z}{\lambda_0 n^3} & 1 & I - \frac{n^2 z}{\lambda_0 n^3} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A 13})$$

图 A10

A7 曲率半径为  $R$  球面反射镜变换矩阵, 其中  $f$  为焦距,  $\alpha$  为入射角和反射角,  $f = (R/2) \cos \alpha$ , 输入面  $X_{in}$  输出面  $X_{out}$  均在真空中。



$$T_f = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{f} & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A 14})$$

图 A11

## Study on Multi-Wavelength Optical Cavities Using Ray-Pulse Matrices

Yang Tianxin      Li Shichen

(College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 12 January 1998; revised 2 July 1998)

**Abstract** The stable condition of multi-wavelength optical cavities is discussed by the method of ray-pulse matrices, and the formula of net GVD is deduced. As an example, a novel self-mode-locked cavity is analyzed and the magnitude of GVD is calculated. These conclusions are very useful for understanding the mechanism of mode-locking.

**Key words** multi-wavelength optical cavities, stable condition, group velocity dispersion (GVD).