

基于组合 Wollaston 棱镜成像光谱仪 的视场扩大原理分析*

吴海英^{1)†} 张淳民¹⁾ 赵葆常²⁾

1) 西安交通大学理学院, 西安 710049)

2) 中国科学院西安光学精密机械研究所空间光学实验室, 西安 710049)

(2008 年 6 月 2 日收到, 2008 年 7 月 8 日收到修改稿)

论述了视场扩大型成像光谱仪的核心部件——组合 Wollaston 棱镜的结构和分光机理, 应用波法线追迹法分析了光在任意方位入射面内, 以任意角入射时组合 Wollaston 棱镜中的波矢传播规律, 推导出了光在棱镜中的传播方向及出射点坐标, 给出了传播过程中 e 光和 o 光之间光程差的理论表达式, 采用计算机模拟, 给出了光程差随入射角和入射面方位角的变化曲线, 在此基础上对组合 Wollaston 棱镜扩大光谱仪视场的原理进行了深入分析和讨论. 上述研究对偏振干涉成像光谱技术的理论研究与技术创新, 对自行设计的稳态大视场偏振干涉成像光谱仪的研制和应用都有着十分重大的理论与实践意义.

关键词: Wollaston 棱镜, 偏振干涉成像光谱仪, 波法线追迹法, 视场扩大原理

PACC: 4215D, 4225L, 0765

1. 引 言

成像光谱仪是 80 年代发展起来的一种能同时获得目标图像信息与光谱信息的光电探测仪器, 按其工作原理不同, 可分为色散型、干涉型、滤光片型和计算层析型等. 目前应用最为广泛的是色散型和干涉型. 其中干涉型成像光谱仪不但克服了色散型成像光谱仪能量利用率低的缺陷, 而且具有多通道、高通量和高光谱分辨率等优点, 已成为各国成像光谱技术研究的热点. 而干涉型成像光谱仪中又以空间调制干涉型最具优越性, 它使用波段宽、抗振动能力强、体积小、重量轻、性能稳定、实时性好, 在军事和民用领域都得到了广泛的应用^[1-9], 我国嫦娥一号探月卫星就搭载了此种成像光谱仪器.

但早期的成像光谱仪视场很小, 性能较差. 针对这一问题, 各国学者们进行了大量的研究, 提出了基于双折射晶体的大视场空间调制干涉光谱仪, 其典型的代表方案有两类: 一类是基于 Savart 偏光镜的

稳态大视场偏振干涉成像光谱仪^[10-16], 另一类是基于 Wollaston 棱镜的大视场干涉成像光谱仪^[17-22], 这两种双折射棱镜能够扩大成像光谱仪的视场, 从而极大地提高了其光学性能. 但现有研究都只是定性地说明了棱镜的视场扩大原理, 详细的理论推导及分析目前尚未见报道, 而这方面的研究对于偏振干涉成像光谱技术的理论研究和优化设计都有着非常重要的理论意义和实用价值.

2. 视场扩大原理理论与计算

基于 Wollaston 棱镜的大视场干涉成像光谱仪的核心元件是 Wollaston 棱镜, 它由两个光轴相互垂直的楔形方解石直角三角棱镜胶合而成, 利用它可以获得两束振动方向互相垂直、按一定角度分开的平面偏振光. Wollaston 棱镜的这一起偏和分束特性, 使得它在成像光谱和干涉测量系统中获得了极为广泛的应用. 基于组合 Wollaston 棱镜的大视场干涉成像光谱仪就是其中之一.

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 40537031)、国家高技术研究发展计划(863 项目)(批准号: 2006AA12Z152)、国防基础科学研究项目(批准号: A1420080187)、国家自然科学基金(批准号: 40375010, 60278019)、陕西省科技计划攻关项目(批准号: 2001K06-G12, 2005K04-G18)和西安交通大学“985”二期电子信息平台资助的课题.

† E-mail: wuhaiying@stu.xjtu.edu.cn

2.1. 组合 Wollaston 棱镜视场扩大原理

目前所知的干涉成像光谱仪中基于 Wollaston 棱镜的视场扩大型结构有四种^[23],分别如图 1(c) — (d)所示:第一种由两块分别用正负晶体制成的 Wollaston 棱镜组合而成(图 1(a));第二种是改型的

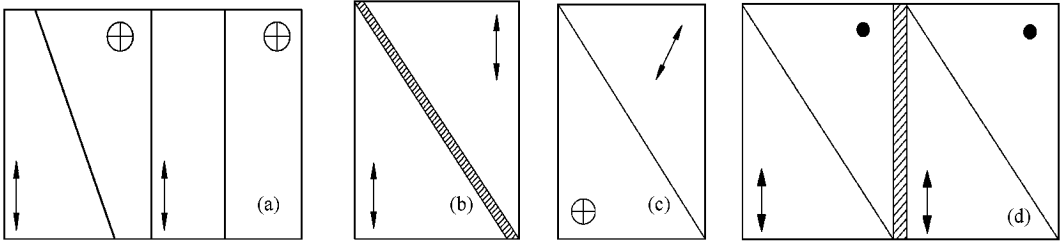


图 1 视场扩大型 Wollaston 棱镜的四种结构 (a)双 Wollaston 棱镜组合 (b)改型 Wollaston 棱镜 (c)单个 Wollaston 棱镜中光轴倾斜 (d)双 Wollaston 棱镜之间加上半波板

Wollaston 棱镜(图 1(b));第三种就是使单个 Wollaston 棱镜中一块直角三角棱镜的光轴倾斜一定的角度(图 1(c));第四种由性质、结构完全相同的两块 Wollaston 棱镜中间加上一块半波板构成(图 1(d)).

实际应用中,我们常使用准零程差条件

$$L(i) - L_0 \leq \lambda/2$$

来判定成像光谱仪的视场大小^[24],式中 $L(i)$ 为入射角为 i 时的系统光程差, L_0 是入射角为零时的系统光程差.通过此公式求出的入射角 i 的范围即表征了光谱仪的视场范围.对于偏振干涉成像光谱仪,如果我们使系统光路中 e, o 光的光程差在任何视场角的情况下都保持或者接近零光程差,即满足准零程差条件,这样就达到扩大视场的目的.前面四种视场扩大型结构就是通过不同的设计,不同程度地扩大了满足准零程差条件的入射角的范围.下面我们以最常见的图 1(d)所示的视场扩大型结构进行具体分析.

2.2. 组合 Wollaston 棱镜中的光波传播轨迹

对于图 1(d)所示的视场扩大型结构,由于单轴晶体中光线传播规律很复杂, e 光光线在传播过程中有可能不在入射面内,而 e, o 光波矢始终在入射面内,因此在本文的推导中采用波法线追迹,即对 e, o 光波矢的传播轨迹进行追迹,与光线追迹法相比,大大简化了推导过程.

如图 2 所示建立坐标系.设单个棱镜的结构角为 α ,厚度为 $2t$.光在棱镜 I 端面上的入射角为 i ,界面法线方向为 x 轴正方向,光轴方向为 z 轴,入射面与棱镜 I 主截面的夹角为 ω .在每个折射面上都分别以波矢交点为坐标原点,建立与棱镜 I 中类似的坐标系,从而可以求出光波波矢在整个系统中的

传播轨迹.

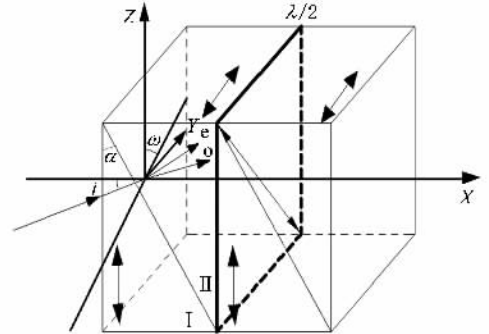


图 2 组合 Wollaston 棱镜中的波法线追迹

2.2.1. 光在第一块 Wollaston 棱镜中传播

1) 光在直角三角棱镜 I 中的传播轨迹

在入射端面上 e, o 光波矢满足折射定律分别为

$$\sin i = n(\theta_1) \sin \theta_{e1}, \quad (1)$$

$$\sin i = n_o \sin \theta_{o1}, \quad (2)$$

式中 θ_{e1}, θ_{o1} 分别为 e, o 光波矢折射角,且满足

$$n(\theta_1) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_1 + n_e^2 \sin^2 \theta_1}}, \quad (3)$$

其中 θ_1 为 e 光波矢与光轴的夹角.

这样可以写出 I 中 e, o 光波矢在晶体中的方向

$$\mathbf{k}_{e1} = (\cos \theta_{e1} \sin \omega \sin \theta_{e1} \ \cos \omega \sin \theta_{e1}), \quad (4)$$

$$\mathbf{k}_{o1} = (\cos \theta_{o1} \sin \omega \sin \theta_{o1} \ \cos \omega \sin \theta_{o1}). \quad (5)$$

又知道光轴方向 $\mathbf{w}_1 = (0 \ 0 \ 1)$,则可得

$$\cos \theta_1 = \mathbf{k}_{e1} \cdot \mathbf{w}_1 = \cos \omega \sin \theta_{e1}. \quad (6)$$

由(1) — (3)和(6)式可以求出

$$\sin\theta_{e1} = \frac{\sin i}{\sqrt{n_e^2 + \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) \sin^2 i \cos^2 \omega}}, \quad (7)$$

$$\sin\theta_{o1} = \frac{\sin i}{n_o}. \quad (8)$$

由(4)(5)式可以得到 e, o 光波矢在 I 中的方程分别为

$$\frac{x}{\cos\theta_{e1}} = \frac{y}{\sin\omega \sin\theta_{e1}} = \frac{z}{\cos\omega \sin\theta_{e1}}, \quad (9)$$

$$\frac{x}{\cos\theta_{o1}} = \frac{y}{\sin\omega \sin\theta_{o1}} = \frac{z}{\cos\omega \sin\theta_{o1}}. \quad (10)$$

又知 I 坐标系中直角三角棱镜的斜面方程为

$$x \cos\alpha + z \sin\alpha = t \cos\alpha, \quad (11)$$

则由(9)–(11)式就可以分别求出 e, o 光波矢在斜面上的交点坐标

$$\begin{aligned} x_{e1} &= \frac{t \cos\alpha}{\cos\alpha + \cos\omega \tan\theta_{e1} \sin\alpha}, \\ y_{e1} &= x_{e1} \sin\omega \tan\theta_{e1}, \\ z_{e1} &= x_{e1} \cos\omega \tan\theta_{e1}, \\ x_{o1} &= \frac{t \cos\alpha}{\cos\alpha + \cos\omega \tan\theta_{o1} \sin\alpha}, \\ y_{o1} &= x_{o1} \sin\omega \tan\theta_{o1}, \\ z_{o1} &= x_{o1} \cos\omega \tan\theta_{o1}. \end{aligned} \quad (12)$$

2) 光在直角三角棱镜 II 中的传播轨迹

由于直角三角棱镜 II 中的光轴与 I 中的光轴垂直, 因此 I 中的 e, o 光在 II 中分别变为 o 光和 e 光. 在斜面上, 分别以 (x_{e1}, y_{e1}, z_{e1}) 和 (x_{o1}, y_{o1}, z_{o1}) 为 II 中 o, e 光的坐标原点, 以斜面法线方向为 x 轴正方向, 光轴沿 z 轴正方向建立坐标系.

设 I 中 e, o 光的入射面与 II 中主截面的夹角及其在斜面上的入射角和折射角分别为 $\omega_{e1}, i_{e1}, \theta_{e2}$ 和 $\omega_{o1}, i_{o1}, \theta_{o2}$, 则 II 中的波矢就可以表示为

$$\mathbf{k}_{e2} = (\cos\theta_{e2}, \sin\omega_{e1} \sin\theta_{e2}, \cos\omega_{e1} \sin\theta_{e2}), \quad (13)$$

$$\mathbf{k}_{o2} = (\cos\theta_{o2}, \sin\omega_{o1} \sin\theta_{o2}, \cos\omega_{o1} \sin\theta_{o2}). \quad (14)$$

并且在斜面上满足

$$n(\theta_1) \sin i_{e1} = n_o \sin\theta_{e2}, \quad (15)$$

$$n_o \sin i_{o1} = n(\theta_2) \sin\theta_{o2}, \quad (16)$$

式中

$$n(\theta_2) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta_2 + n_o^2 \sin^2 \theta_2}},$$

且

$$\cos\theta_2 = \cos\omega_{o1} \sin\theta_{o2}.$$

下面我们来求 ω_{e1} 和 ω_{o1} :

假设 I 中 e 光入射面法线与 II 中主截面的夹角为 A , 则 $\omega_{e1} = \pi - A$; o 光入射面法线与 II 中主截面的夹角为 B , 则 $\omega_{o1} = \pi - B$.

又因为 I 坐标系中的斜面法线方向为 $\mathbf{n} = (\cos\alpha, 0, \sin\alpha)$, 则可以得到 e, o 光的入射面法线方向

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{e1} &= \mathbf{k}_{e1} \times \mathbf{n} = \sin\omega \sin\theta_{e1} \sin\alpha \mathbf{i} \\ &\quad - (\cos\theta_{e1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{e1} \cos\alpha) \mathbf{j} \\ &\quad - \sin\omega \sin\theta_{e1} \cos\alpha \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{o1} &= \mathbf{k}_{o1} \times \mathbf{n} = \sin\omega \sin\theta_{o1} \sin\alpha \mathbf{i} \\ &\quad - (\cos\theta_{o1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{o1} \cos\alpha) \mathbf{j} \\ &\quad - \sin\omega \sin\theta_{o1} \cos\alpha \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (18)$$

而此时 I 坐标系中 II 的主截面法线为 $\mathbf{n}_1 = (\sin\alpha, 0, -\cos\alpha)$, 则可知

$$\cos\omega_{e1} = -\cos A = \frac{-\mathbf{n}_{e1} \cdot \mathbf{n}_1}{|\mathbf{n}_{e1}| |\mathbf{n}_1|} = \frac{-\sin\omega \sin\theta_{e1}}{\sqrt{(\sin\omega \sin\theta_{e1})^2 + (\cos\theta_{e1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{e1} \cos\alpha)^2}}, \quad (19)$$

$$\cos\omega_{o1} = -\cos B = \frac{-\mathbf{n}_{o1} \cdot \mathbf{n}_1}{|\mathbf{n}_{o1}| |\mathbf{n}_1|} = \frac{-\sin\omega \sin\theta_{o1}}{\sqrt{(\sin\omega \sin\theta_{o1})^2 + (\cos\theta_{o1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{o1} \cos\alpha)^2}}. \quad (20)$$

由几何关系可知

$$\sin i_{e1} = |\mathbf{k}_{e1} \times \mathbf{n}| = \sqrt{(\sin\omega \sin\theta_{e1})^2 + (\cos\theta_{e1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{e1} \cos\alpha)^2}, \quad (21)$$

$$\sin i_{o1} = |\mathbf{k}_{o1} \times \mathbf{n}| = \sqrt{(\sin\omega \sin\theta_{o1})^2 + (\cos\theta_{o1} \sin\alpha - \cos\omega \sin\theta_{o1} \cos\alpha)^2}. \quad (22)$$

可以写出 o, e 光的出射面方程分别为

$$x \cos\alpha - y \sin\alpha = |x_{e1} - 2t|, \quad (23)$$

$$x \cos\alpha - y \sin\alpha = |x_{o1} - 2t|. \quad (24)$$

根据波矢方向可以写出其在 II 中的方程

$$\frac{x}{\cos\theta_{e2}} = \frac{y}{\sin\omega_{e1} \sin\theta_{e2}} = \frac{z}{\cos\omega_{e1} \sin\theta_{e2}}, \quad (25)$$

$$\frac{x}{\cos\theta_{o2}} = \frac{y}{\sin\omega_{o1} \sin\theta_{o2}} = \frac{z}{\cos\omega_{o1} \sin\theta_{o2}}. \quad (26)$$

则由(23)–(26)式可以求出 II 中 o, e 光在出射面上

的坐标分别为

$$\begin{aligned} x_{o2} &= \frac{|x_{e1} - 2t|}{\cos\alpha - \sin\omega_{e1} \tan\theta_{o2} \sin\alpha}, \\ y_{o2} &= x_{o2} \sin\omega_{e1} \tan\theta_{o2}, \\ z_{o2} &= x_{o2} \cos\omega_{e1} \tan\theta_{o2}, \\ x_{e2} &= \frac{|x_{o1} - 2t|}{\cos\alpha - \sin\omega_{o1} \tan\theta_{e2} \sin\alpha}, \\ y_{e2} &= x_{e2} \sin\omega_{o1} \tan\theta_{e2}, \\ z_{e2} &= x_{e2} \cos\omega_{o1} \tan\theta_{e2}. \end{aligned} \quad (27)$$

2.2.2. 光在补偿板——第二块 Wollaston 棱镜中传播

从第一块 Wollaston 棱镜出射的 o_e 光, 经过 $\lambda/2$ 的相位延迟 π 后进入补偿板, 此时第二块 Wollaston 棱镜左边直角棱镜中的波矢分别为 o_e 光.

第二块 Wollaston 棱镜中波矢传播轨迹的分析

$$\Delta l(i, \omega) = \sqrt{n_e^2 + \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) \sin^2 i \cos^2 \omega} \sqrt{x_{e1}^2 + y_{e1}^2 + z_{e1}^2} - n_o \sqrt{x_{o1}^2 + y_{o1}^2 + z_{o1}^2}, \quad (28)$$

$$\Delta \chi(i, \omega) = n_o \sqrt{x_{o2}^2 + y_{o2}^2 + z_{o2}^2} - \sqrt{n_e^2 + (n_o^2 - n_e^2) \sin^2 i_{o1} \cos^2 \omega_{o1}} \sqrt{x_{e2}^2 + y_{e2}^2 + z_{e2}^2}, \quad (29)$$

$$\Delta \chi(i, \omega) = n_o \sqrt{x_{o3}^2 + y_{o3}^2 + z_{o3}^2} - \sqrt{n_e^2 + \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right) n^2(\theta_2) \sin^2 i_{e2} \cos^2 \omega_{e2}} \sqrt{x_{e3}^2 + y_{e3}^2 + z_{e3}^2}, \quad (30)$$

$$\Delta \chi(i, \omega) = \sqrt{n_e^2 + (n_o^2 - n_e^2) \sin^2 i_{o3} \cos^2 \omega_{o3}} \sqrt{x_{e4}^2 + y_{e4}^2 + z_{e4}^2} - n_o \sqrt{x_{o4}^2 + y_{o4}^2 + z_{o4}^2}. \quad (31)$$

本文中双 Wollaston 棱镜之间加上 $\lambda/2$ 板的主要作用有两点: 其一是位相延迟, 使光的位相延迟 π ; 其二是大视场的补偿作用, 即选择 $\lambda/2$ 板的材料可使双 Wollaston 棱镜之间 o 光和 e 光产生一个负的光程差, 使系统的合光程差更加接近零光程差或者得到相应的减小, 从而实现完整的补偿. $\lambda/2$ 板的厚度很小, 在本文中忽略其厚度的影响, 因此我们可以得到总的光程差为

$$\Pi(i, \omega) = \Pi l(i, \omega) + \Pi \chi(i, \omega) - \lambda/2, \quad (32)$$

式中,

$$\Pi l(i, \omega) = \Delta l(i, \omega) + \Delta \chi(i, \omega), \quad (33)$$

$$\Pi \chi(i, \omega) = \Delta \chi(i, \omega) + \Delta \chi(i, \omega), \quad (34)$$

其中 $\Pi l(i, \omega)$ 和 $\Pi \chi(i, \omega)$ 分别为第一块、第二块 Wollaston 棱镜中的光程差.

3. 计算机模拟分析与结论

下面我们将对 (32)–(34) 式进行计算机模拟, 通过模拟结果来阐明组合 Wollaston 棱镜的视场扩大原理.

方法与第一块 Wollaston 棱镜中的解法类似, 这里不再赘述其详细的推导过程. 同理, 可以求出 o_e 光经过斜面在第二块 Wollaston 棱镜右直角棱镜中变为 o_e 光的传播路径, 并且得到波矢分别在斜面上的交点 (x_{o3}, y_{o3}, z_{o3}) (x_{e3}, y_{e3}, z_{e3}) 和出射面上的交点 (x_{o4}, y_{o4}, z_{o4}) (x_{e4}, y_{e4}, z_{e4}) , 以便于下节中求光程差.

2.3. 组合 Wollaston 棱镜中 e_o 光的光程差

在 2.2 节推导的基础上, 我们来求出传播过程中 e_o 光的光程差.

我们将两块 Wollaston 棱镜中的四块直角棱镜编号分别为 1, 2, 3, 4, 则可写出其中的光程差分别为

设 Wollaston 棱镜的结构角为 $\alpha = 0.959^\circ$, 孔径大小为 $d = 10 \text{ mm}$, 本结构中均使用方解石材料, 波长为 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 时, 棱镜的主折射率分别为 $n_o = 1.65567$, $n_e = 1.48515$.

下面给出上式中各光程差随入射角的变化曲线.

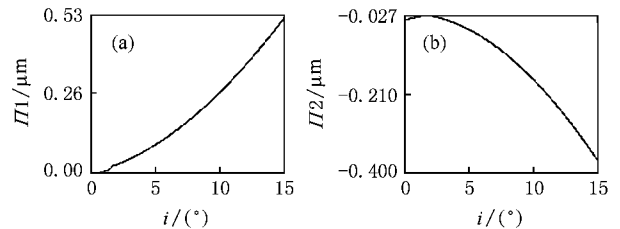


图 3 组合 Wollaston 棱镜中的光程差 (a) 第一块 Wollaston 棱镜中的光程差 (b) 第二块 Wollaston 棱镜中的光程差

图 χ (a) 和 (b) 分别是两块 Wollaston 棱镜中的光程差在入射面方位角 $\omega = 0^\circ$ 时随入射角的变化情况. 由图可知在 0° – 15° 的入射角范围内, 第一块 Wollaston 棱镜中的光程差随着入射角的增加而增大, 第二块 Wollaston 棱镜中的光程差随着入射角的增大而减

小,两块棱镜中的光程差数量级相同,且符号相反,从而实现了光程差的补偿.

图 4 为整个结构在入射方位角 $\omega = 0^\circ$ 时的总光程差随入射角的变化曲线,可以看出总光程差与入射角有着很好的线性关系,且随着入射角的增加而增大.

图 5 则说明了总光程差随入射角 i ($0^\circ-15^\circ$) 和入射方位角 ω ($0-2\pi$) 的变化趋势.

图 4 和图 5 都是在满足准零程差条件

$$L(i) - L_0 \leq \lambda/2$$

的情况下得到的,可以看出在这个条件下整个结构的总光程差与入射角为线性关系,随入射面方位角的变化趋势则近似是一种余弦曲线,其视场可达 15° .

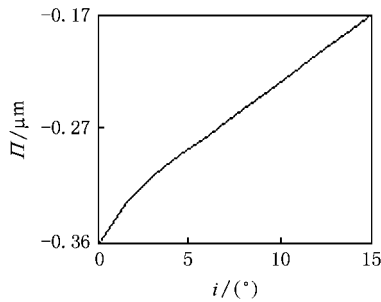


图 4 总光程差

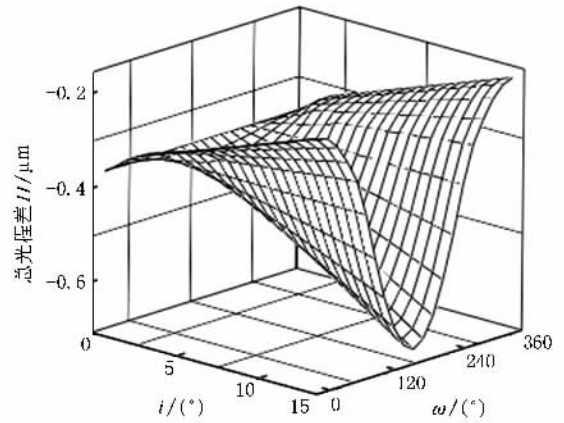


图 5 总光程差随 i 和 ω 的变化曲线

4. 结 论

波法线追迹法在推导系统中 e_o 光的光程差时较光线追迹法简单易行,棱镜结构角、厚度和材料的选取将直接影响系统的光程差和视场,因此,可以根据具体的需要适当选取各项参数,以期提高仪器的光学性能;由图 3 可知, Wollaston 棱镜和补偿板中的光程差互相补偿,再加上半波板可以使整个系统的总光程差得到更加完满的补偿,即使系统总光程差在视场角内趋于零光程差或者随入射角的增加变化不大,从而达到扩大视场的目的.

[1] Zhang C M , Xiangli B , Zhao B C , Liu L Y 2000 *Optical Technique* **26** 232 (in Chinese) [张淳民、相里斌、赵葆常、刘良云 2000 光学技术 **26** 232]

[2] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1077 (in Chinese) [张淳民、赵葆常、相里斌 2000 光学学报 **20** 1077]

[3] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B , Yang J F 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 192 (in Chinese) [张淳民、赵葆常、相里斌、杨建峰 2001 光学学报 **21** 192]

[4] Tang Y H , Zhang C M , Liu H C , Chen G D , He J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4065 (in Chinese) [唐远河、张淳民、刘汉臣、陈光德、贺 健 2005 物理学报 **54** 4065]

[5] Zhang C M , He J 2006 *Opt. Express* **14** 12561

[6] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B , Li Y C 2006 *Optik* **117** 265

[7] He J , Zhang C M , Zhang Q G 2007 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **27** 423 (in Chinese) [贺 健、张淳民、张庆国 2007 光谱学与光谱分析 **27** 423]

[8] Jian X H , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 824 (in Chinese) [简小华、张淳民、赵葆常 2007 物理学报 **56** 824]

[9] He J , Zhang C M 2005 *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **7** 613

[10] Yuan Z L , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6413 (in Chinese) [袁志林、张淳民、赵葆常 2007 物理学报 **56** 6413]

[11] Zhang C M , Yan X G , Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050

[12] Wu L , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Opt. Commun.* **273** 67

[13] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090

[14] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221

[15] Zhang C M , Xiangli B , Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **203** 21

[16] Zhang C M , Xiangli B , Zhao B C 2004 *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **6** 815

[17] Padgett M J , Harvey A R 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2807

[18] Montarou C C , Gaylord T K 1999 *Appl. Opt.* **38** 6604

[19] Steers D , Sibbett W , Padgett M J 1998 *Appl. Opt.* **37** 5777

[20] Courtial J , Patterson B A , Harvey A R , Sibbett W , Padgett M J 1996 *Appl. Opt.* **35** 6698

[21] Steers D , Patterson B A , Sibbett W , Padgett M J 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 30

[22] Boer G , Scharf T , Dandliker R 2002 *Appl. Opt.* **41** 1400

[23] Francon M , Mallick S 1971 *Polarization Interferometers* (New York : Wiley Interscience) p29—30

[24] Hilliard R L , Shepherd G G 1966 *J. Opt. Soc. Am.* **56** 362

Theoretical analysis on extending the field-of-view of the imaging spectrometer based on combined Wollaston prisms^{*}

Wu Hai-Ying^{1)†} Zhang Chun-Min¹⁾ Zhao Bao-Chang²⁾

¹⁾ *School of Science ,Xi'an Jiao Tong University ,Xi'an 710049 ,China)*

²⁾ *Space Optics Laboratory ,Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics ,Chinese Academy of Sciences ,Xi'an 710049 ,China)*

(Received 2 June 2008 ; revised manuscript received 8 July 2008)

Abstract

The principle of beam splitting of spectrometer based on the combination of two Wollaston prisms and a half-wave plate is presented. The propagation track of light wave in the combination is analysed by wave normal-tracing method at random incidence angle and the formulas of the path difference between the e and o wave normal are deduced. Computer simulations are carried out to explain why the combination can increase the field of view of spectrometer. The results will provide a very important theoretical basis for the study of polarization interference imaging spectrum technology and the development of static large field of view polarization interference imaging spectrometer developed by us.

Keywords : Wollaston prisms , polarization interference imaging spectrometer , wave normal-tracing method , theory of extending the field of view

PACC : 4215D , 4225L , 0765

^{*} Project supported by the Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031) , the High Technology Research and Development Program of China (863 Program) (Grant No. 2006AA12Z152) , the National Defense Basic Scientific Research Project (Grant No. A1420080187) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40375010 , 60278019) , the Shaanxi Program of Science and Technology , China (Grant Nos. 2001K06-G12 2005K04-G18) and the " 985 " Project of Xi'an Jiao Tong University , China.

[†] E-mail : wuhaiying@stu.xjtu.edu.cn