

文章编号: 0253-2239(2007)08-1490-4

改型萨尼亚克成像干涉仪的光通量^{*}

唐远河¹ 陈光德² 赵振宇¹ 张淳民²

(¹ 西安理工大学理学院, 西安 710048)
(² 西安交通大学理学院, 西安 710049)

摘要: 根据菲涅耳公式,通过计算超广角萨尼亚克干涉仪各面的反射、透射系数,得出干涉仪的透射率、出射立体角,最后推导出光通量的具体表达式。代入改型萨尼亚克干涉仪两臂玻璃 ZBaF17 和 QF14 尺寸和折射率等参量,得出超广角萨尼亚克干涉仪的出射光强是入射光强的 0.4397 倍,立体角为 1.7316×10^{-4} sr, $A\Omega = 0.4 \times 10^{-4}$ cm² · sr。

关键词: 光学仪器; 光通量; 改型萨尼亚克干涉仪; 立体角

中图分类号: TH741 文献标识码: A

Optical Throughput of Modified Sagnac Imaging Interferometer

Tang Yuanhe¹ Chen Guangde² Zhao Zhenyu¹ Zhang Chunmin²

(¹ School of Science, Xian University of Technology, Xian 710048)
(² School of Science, Xian Jiaotong University, Xian 710049)

Abstract: According to Fresnell's formula, the coefficients of reflection and transmission of every interface of super-wide-angle Sagnac interferometer (SASI) are calculated. The exit solid angle and transmissivity are deduced, and the expression of luminous flux is derived. The luminous flux optical throughput is calculated with the parameters such as sizes and reflective index of glass arms of ZBaF17 and QF14 in a modified super-wide-angle Sagnac interferometer. The solid angle is 1.7316×10^{-4} rad, the emergent intensity is about 0.4397 of incidence, with $A\Omega = 0.4 \times 10^{-4}$ cm² · sr.

Key words: optical instrumentation; luminous flux; modified Sagnac interferometer; solid angle

1 引言

卫星遥感被动探测上层大气风场中,成像干涉仪是一个重要部件。1991 年,美国航空航天局发射了一颗上层大气研究卫星,搭载了一台研究上层大气风场(风速、温度、压强、气辉体发射率等)的广角迈克耳孙成像干涉仪 WINDII^[1],利用光学方法成功探测了上层大气风场。由于广角迈克耳孙成像干涉仪探测上层大气风场的一些缺陷^[2,3],研究人员一直在改进或寻求其他成像干涉仪。2001 年 7 月 19 日美国发射的“强力小卫星 Mightysat II.1”,其主要有效载荷即为一台萨尼亚克空间调制成像干涉仪^[4],已发回大量光谱图像,其在轨运行的出色功能受到了学术界的高度赞赏。

但是包括强力小卫星在内使用的萨尼亚克成像干涉仪,光程差仅有 0.01~0.1 mm^[4,5],不能满足

上层大气风场探测所需 4.2 cm 左右的光程差要求。为此我们将一般萨尼亚克干涉仪改型,变成具有超广角、无运动部件、大光程差的静态萨尼亚克成像干涉仪,前期工作已经研究了它的大光程差、消色差、热补偿和自推扫式探测风场等内容^[6~8],本文探讨改型萨尼亚克成像干涉仪的光通量。

2 改型超广角萨尼亚克干涉仪

2.1 改型超广角萨尼亚克干涉仪的光程差

如图 1 所示的改型超广角萨尼亚克成像干涉仪,由两块直角玻璃 UVKM 和 XYZW 通过 ZDAH M 面的半透半反膜粘为一体。假设左右两边玻璃的折射率分别为 n_1 、 n_2 , a 、 b 为两个直角边长度, c 为它们的错位距离, e 、 d 为左右两边的另外两直角边长, x 为入射点到分束板的垂直距离,直角梯形的另外两个

* 陕西省自然科学基金(2006A08)、陕西省教委专项基金(07JK346)和西安理工大学博士启动基金(108-210614)资助项目。

作者简介: 唐远河(1965—),女,四川蓬溪人,博士,副教授,主要从事卫星遥感探测大气风场等方面的研究。

E-mail: ltp200@sohu.com

收稿日期: 2006-12-01; 收到修改稿日期: 2007-01-31

角分别为 45° 和 135° ，出射光束被分束后发生一定宽度的剪切。面阵 CCD 探测器置于改型萨尼亚克

干涉仪后透镜的焦平面上。改型萨尼亚克干涉仪的光程差 Δ 与入射角 i 的函数关系为^[6~8]

$$\Delta = \sqrt{2} \left[(n_1 c + n_1 a - Bb) + \left(c - a + \frac{n_1 b}{B} \right) n_0 \sin i + \left(\frac{n_1^2}{2B^3} b - \frac{a+c}{2n_1} \right) n_0^2 \sin^2 i + \left(2n_2^2 \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1 B^5} b \right) n_0^3 \sin^3 i + \left(\frac{n_1^7 + 16n_1^5 n_2^2 - 16n_1^3 n_2^4 b - c + a}{8B^7 n_1^3} \right) n_0^4 \sin^4 i \right], \quad (1)$$

其中 $B = \sqrt{2n_2^2 - n_1^2}$ ，从(1)式可见，改型萨尼亚克干涉仪的光程差与玻璃厚度 e, d 无关，与入射光的位置无关。图 2 是超广角(全视场 6°)条件下对 557.7 nm、630.0 nm 和 732.0 nm 极光满足消色差的改型萨尼亚克干涉仪的结构尺寸和玻璃组合^[7,8]。

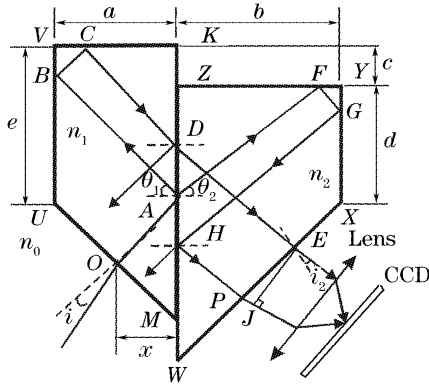


图 1 改型萨尼亚克干涉仪(光线入射角 i)

Fig. 1 Modified Sagnac interferometer (incident angle i)

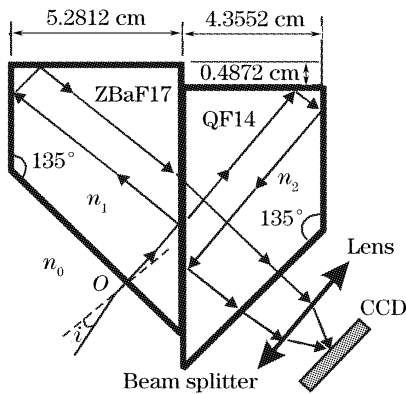


图 2 按 630.0 nm 极光优化设计的改型萨尼亚克干涉仪

Fig. 2 Optimized super wide-angle Sagnac interferometer by 630.0 nm aurora

2.2 改型萨尼亚克干涉仪的厚度要求

由于入射角位于一个圆锥面内，这就要求萨尼亚克干涉仪必须达到一定的厚度。如图 1 所示，设入射点到分解面的距离为 x ，由几何关系、反射及折射定律，可得图 1 中 A 点左边反射光线确定的 n_1 玻璃块的厚度为

$$h_1 = \sqrt{2}(x + 2a) \tan i', \quad (2)$$

其中 i' 为 n_1 玻璃内与入射角 i 相对应的厚度方向上

的入射角，而 n_2 玻璃块的厚度为

$$h_2 = \sqrt{2}(x + 2a) \tan i' + \frac{\sqrt{2}}{2}(b + c - a - 2x) \tan i'', \quad (3)$$

其中 i'' 为 n_2 玻璃内与出射角 i_2 相对应的折射角。

由图 1 中 A 点右边透射光线确定的 n_1 玻璃的厚度为

$$h'_1 = \sqrt{2}x \cdot \tan i', \quad (4)$$

显然 $h'_1 < h_1$ ，舍去 h'_1 ，将 h_1 作为萨尼亚克干涉仪左边玻璃的厚度。而图 1 中 A 点右边透射光线确定的 n_2 玻璃块的厚度

$$h'_2 = \sqrt{2}x \cdot \tan i' + \frac{\sqrt{2}}{2}(3b + a - 2c - 2x + e + d) \tan i'', \quad (5)$$

比较(3)式和(5)式，将 h_2 和 h'_2 之中的大者作为 n_2 玻璃块的设计厚度。

3 改型萨尼亚克干涉仪的光通量

根据成像干涉仪原理，改型萨尼亚克成像干涉仪的光通量 M 可表示为^[9]：

$$M = T(\lambda) \cdot B(\lambda) \cdot \Omega \cdot A, \quad (6)$$

式中 $T(\lambda)$ 为干涉系统的透射比， $B(\lambda)$ 为入射光源的光谱强度， Ω 为光源对孔径中心所张立体角， A 为干涉仪的孔径。实际情况下，立体角受光谱分辨率 R 的限制，二者满足关系式^[10,11]：

$$R \cdot \Omega = 2\pi, \quad (7)$$

其中 $R = \lambda / \Delta\lambda = v / \Delta v$ ，而光谱分辨率 R 与(1)式的光程差的最大值 Δ_{\max} 有关：

$$R = 1 / \Delta_{\max}, \quad (8)$$

将(7)式代入(6)式，得

$$M = \frac{T(\lambda) \cdot B(\lambda) \cdot 2\pi \cdot A}{R} = \frac{I(\lambda) \cdot 2\pi \cdot A}{R}, \quad (9)$$

式中 $I(\lambda) = T(\lambda) \cdot B(\lambda)$ 。

一般情况下，成像干涉仪的孔径及分辨率已由设计决定，所以干涉仪的光通量完全由(9)式中的 $I(\lambda)$ 决定。 $I(\lambda)$ 是入射光经干涉仪后所得的光强，

它主要由干涉仪的透射率 T 决定,而波长对透射率的影响及空气介质的散射、吸收等因素对光通量的影响可以忽略。

3.1 改型萨尼亚克干涉仪各界面的反射率和透射率

光强为 I_0 的自然光入射到干涉系统内,对 s 与 p 分量 B_s, B_p 有 $B_s = B_p = I_0/2$ 。

图 1 中,由于入射光线从 n_1 和 n_2 玻璃的分界面开始分为反射光线与透射光线,需要分别计算它们的透射率。 A 点左边的反射光线经 O, A, B, C, D, E 点相应经过 6 个界面,而 A 点右边的透射光线也经过对应 O, A, F, G, H, P 点的 6 个界面。因为入射光的 s 分量和 p 分量在同一界面的透射率不同,所以需用菲涅耳公式逐一计算。假设 r_s, r_p 表示 s 和 p 分量的反射系数, R_s, R_p 为 s 分量和 p 分量的反射率。 t_s, t_p 为 s 分量和 p 分量的透射系数, T_s, T_p 为 s 分量和 p 分量的透射率。

光线从 O 点入射进入改型萨尼亚克干涉仪, O 点光线的 s 分量和 p 分量的透射系数分别为 t_{sO} 和 t_{pO} , 相应的透射率分别为 T_{sO} 和 T_{pO} 。

$$t_{sO} = \frac{2n_0 \cos i}{n_0 \cos i + \sqrt{n_1^2 - \sin^2 i}}, \quad (10)$$

$$T_{sO} = \frac{\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i} t_{sO}^2}{n_0 \cos i},$$

$$t_{pO} = \frac{2n_0 \cos i}{n_1 \cos i + n_0 \sqrt{1 - \sin^2 i/n_1^2}}, \quad (11)$$

$$T_{pO} = \frac{\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i} t_{pO}^2}{n_0 \cos i},$$

其中 i 为光线进入萨尼亚克干涉仪的入射角。

由于需要反射光线与透射光线的匹配,所以 n_1 和 n_2 玻璃之间镀半透半反膜, A 点 s 分量和 p 分量的反射率和透射率 $R_{sA} = T_{sA} = 0.5, R_{pA} = T_{pA} = 0.5$ 。同理, D 点和 H 点的 s 分量和 p 分量的反射率也各为 0.5。在图 1 中点 B, C, F 和 G 点所在面镀全反射膜,则光线经过上述各点的反射系数均为 1, 这样就会大大提高整个系统的光通量。

由菲涅耳公式可得 E 点光线 s 分量和 p 分量的透射系数 t_{sE}, t_{pE} , 相应的透射率 T_{sE}, T_{pE} 分别

$$t_{sE} = \frac{2n_1 \cos(\theta_2 - \pi/4)}{n_1 \cos(\theta_2 - \pi/4) + n_0 \cos i_2}, \quad (12)$$

$$T_{sE} = \frac{n_0 \cos i_2}{n_1 \cos(\theta_2 - \pi/4)} t_{sE}^2,$$

$$t_{pE} = \frac{2n_1 \cos(\theta_2 - \pi/4)}{n_0 \cos(\theta_2 - \pi/4) + n_1 \cos i_2}, \quad (13)$$

$$T_{pE} = \frac{n_0 \cos i_2}{n_1 \cos(\theta_2 - \pi/4)} t_{pE}^2,$$

其中 i_2 为光线射出萨尼亚克干涉仪的出射角, θ_1, θ_2 分别为光线在 A 的入射角和折射角。

进入萨尼亚克干涉仪的光线经过 A 点左臂反射到达 E 点再出射的 s 分量和 p 分量光线的总透射率为

$$T_{sR} = T_{sO} \cdot R_{sA} \cdot R_{sB} \cdot R_{sC} \cdot T_{sD} \cdot T_{sE}, \quad (14)$$

$$T_{pR} = T_{pO} \cdot R_{pA} \cdot R_{pB} \cdot R_{pC} \cdot T_{pD} \cdot T_{pE}, \quad (15)$$

同理,进入萨尼亚克干涉仪的光线经过 A 点右臂透射到达图 1 的 P 点射出光线的总透射率为

$$T_{sT} = T_{sO} \cdot T_{sA} \cdot R_{sF} \cdot R_{sG} \cdot R_{sH} \cdot T_{sE}, \quad (16)$$

$$T_{pT} = T_{pO} \cdot T_{pA} \cdot R_{pF} \cdot R_{pG} \cdot R_{pH} \cdot T_{pE}, \quad (17)$$

根据(9)式中 $I(\lambda) = T(\lambda) \cdot B(\lambda)$ 可得

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= T_{sR} \cdot B_s(\lambda) + T_{pR} \cdot B_p(\lambda) + \\ &T_{sT} \cdot B_s(\lambda) + T_{pT} \cdot B_p(\lambda) = \\ &(T_{sR} + T_{sT}) \cdot B_s(\lambda) + \\ &(T_{pR} + T_{pT}) \cdot B_p(\lambda). \end{aligned} \quad (18)$$

3.2 改型萨尼亚克干涉仪出射光线所张的角度

对图 1 所示改型萨尼亚克干涉仪的 O, A, E 点所在的 3 个界面分别应用折射定律,并规定 O 点所在入射界面法线右侧入射角 i 为正,左侧为负,而 E, P 所在的出射界面处法线左侧出射角 i_2 为正,右侧为负,则有

$$\begin{aligned} n_0 \sin i &= n_1 \sin(\pi/4 - \theta_1), \\ n_1 \sin \theta_1 &= n_2 \sin \theta_2, \\ n_0 \sin i_2 &= n_2 \sin(\pi/4 - \theta_2). \end{aligned} \quad (19)$$

采用超广角改型萨尼亚克干涉仪的玻璃组合 ZBaF17 和 QF14^[7,8], 将其对上层大气风场探测过程中所使用的 $O(1D)630.0 \text{ nm}$ 极光谱线的折射率代入(19)式,入射角在 5° 范围内所计算的出射角如表 1 所示。从表 1 可见,萨尼亚克干涉仪的出射光线偏离轴线的角度不会超过 5° ,入射光的视场角至少能达到 3° 。

表 1 改型萨尼亚克干涉仪的入射角和出射角

Table 1 Incident and emergent angle of the modified Sagnac interferometer

ZBaF17 [$n_1 = 1.664424$] and QF14 [$n_2 = 1.592581$]			
i	θ_1	θ_2	i_2
0°	45°	47.645°	-4.215°
1°	44.399°	46.987°	-3.165°
2°	43.798°	46.330°	-2.118°
3°	43.198°	45.674°	-1.073°
4°	42.598°	45.021°	-0.033°
4.034°	42.579°	45.000°	0.000°
5°	41.998°	44.369°	1.005°

上面计算的是萨尼亚克干涉仪在纸平面上的出射角度,下面计算其在厚度方向上的出射角。对于有一定厚度的空间立体萨尼亚克干涉仪,假设入射光线

在 n_1 玻璃内的折射角为 i_{n_1} , 在 n_2 玻璃内的折射角为 i_{n_2} , 出射角为 i' 。在空气 n_0/n_1 玻璃界面处有 $n_0 \sin i = n_1 \sin i_{n_1}$; n_1/n_2 玻璃界面处有 $n_1 \sin i_{n_1} = n_2 \sin i_{n_2}$; n_2 玻璃/ n_0 空气界面处有 $n_2 \sin i_{n_2} = n_0 \sin i'$ 。由以上推论可得知

$$i' = i, \quad (20)$$

即入射角等于出射角。如果水平方向上的入射角 $i=3^\circ$, 则厚度方向上的入射角 $i'=3^\circ$ 。

3.3 改型萨尼亚克干涉仪的光通量

对于设计的图 2 所示的萨尼亚克干涉仪, 由于入射光是自然光, s 分量和 p 分量所占比例相同, $B_s(\lambda) = B_p(\lambda) = I_0/2$, 由(9)式和(18)式的结果可以得到

$$I(\lambda) = 0.4397I_0. \quad (21)$$

由表 1 可见, 改型超广角萨尼亚克在纸平面方向的出射角为 $3.142^\circ (4.215^\circ \sim 1.073^\circ)$, 而厚度方向上的出射角为 3° 。假设通过改型超广角萨尼亚克后、CCD 之前放置的透镜焦距为 250 mm, 设其为改型超广角萨尼亚克出射光线的锥体顶点到 CCD 探测器的距离, 即 $r=250$ mm, 则立体角 $\Omega = S/r^2 = 1.7316 \times 10^{-4}$ sr。而从改型超广角萨尼亚克出射的光线锥体所对应的椭圆面积为 $A = \pi \cdot r^2 \cdot \tan 3^\circ \cdot \tan 3.142^\circ = 0.2259 \text{ cm}^2$, 则 $A\Omega = 0.4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$, 将这些结果代入(9)式, 则改型超广角萨尼亚克的光通量

$$M = 6.8791 \times 10^{-7} I_0 r^2. \quad (22)$$

4 结 论

上述研究中, 所用超广角条件下的改型超广角萨尼亚克干涉仪的玻璃为 ZBaF17 [$n_1 = 1.664424$] 和 QF14 [$n_2 = 1.592581$] 对 630.0 nm 极光的折射率, 改型超广角萨尼亚克的结构尺寸 $a = 5.2812$ cm, $b = 4.3552$ cm, $c = 0.4872$ cm, 入射角 $i = 3^\circ$ 的锥体。通过改型超广角萨尼亚克各面计算反射和透射光线, 最后得到出射光线占入射光的 0.4397 倍, 立体角为 1.7316×10^{-4} sr, $A\Omega = 0.4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$, 光通量为 $6.8791 \times 10^{-7} I_0 r^2$ 。而 WIND II 的光通量中 $A\Omega = 1.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}^{[13]}$, 可见改型超广角萨尼亚克的光通量比 WIND II 的稍小一些, 但数量级相同, 可以认为改型超广角萨尼亚克也具有较大光通量, 可以用于探测上层大气中的极光, 成为上层大

气风场被动探测的成像干涉仪。

参 考 文 献

- 1 G. G. Shepherd, G. Thullier, W. A. Gault *et al.*. WIND II, the wind imaging interferometer on the upper atmosphere research satellite[J]. *J. Geophysical Research*, 1993, **98**(D6): 10725~10750
- 2 I. C. McDade, G. G. Shepherd, W. A. Gault *et al.*. The stratospheric wind interferometer for transport studies (SWIFT) [C]. *IEEE*, 2001, **3**: 1344~1346
- 3 William Gault, Stoyan Sargoytchev, Stephen Brown. Divided mirror technique for measuring Doppler shifts with a Michelson interferometer[C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4306**: 266~272
- 4 Leonard John Otten IV, Andrew D. Meigs, Frederick P. Porrigal *et al.*. MightySat II. 1: An optical design and performance update[C]. *Proc. SPIE*, 1997, **2957**: 390~398
- 5 Gao Zhan, Xiang Libin, An Baoqing *et al.*. A novel imaging in interferometry[J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 1998, **9**(2): 116~118 (in Chinese)
高 瞻, 相里斌, 安葆青 等. 一种新型成像干涉光谱技术[J]. *光电子·激光*, 1998, **9**(2): 116~118
- 6 Tang Yuanhe, Zhang Chunmin, Chen Guangde *et al.*. Measurement atmospheric wind field with wide-angle modified Sagnac interferometer by satellite's pushbroom mode [J]. *Progress in Nature Science*, 2006, **16**(11): 1491~1495 (in Chinese)
唐远河, 张淳民, 陈光德 等. 星载超广角改型 Sagnac 干涉仪的自推扫探测大气风场[J]. *自然科学进展*, 2006, **16**(11): 1491~1495
- 7 Yuanhe Tang, Guangde Chen, Chunmin Zhang *et al.*. Optimization of the modified Sagnac imaging interferometer for full compensation[C]. *Proc. SPIE*, 2007, **6279**: 62791G-1-6
- 8 Tang Yuanhe. *Study of the Wind Measurement of the Upper Atmosphere by the Imaging Interferometry Technology* [D]. Xi'an; Xi'an Jiaotong University, 2006. 42~73 (in Chinese)
唐远河. 成像干涉技术探测上层大气风场的研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2006. 42~73
- 9 Zhang Chunmin, Zhao Baochang, Xiang Libin *et al.*. Analysis and calculation of throughput of the polarization interference imaging spectrometer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(2): 192~197 (in Chinese)
张淳民, 赵葆常, 相里斌 等. 偏振干涉成像光谱仪通量的分析与计算[J]. *光学学报*, 2001, **21**(2): 192~197
- 10 Michael R. Descour. The throughput advantage in imaging Fourier-transform spectrometers[C]. *Proc. SPIE*, 1996, **2819**: 285~290
- 11 M. L. Junttila, J. Kauppinen, E. Ikonen. Performance limits of stationary Fourier spectrometers [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1991, **8**(9): 1457~1462
- 12 Tang Yuanhe, Zhang Chunmin, He Jian *et al.*. Study of the detection mode of upper atmospheric wind field based on Lorentzian profile aurora[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(6): 721~725 (in Chinese)
唐远河, 张淳民, 贺 健 等. 基于洛伦兹线型极光的上层大气风场探测模式研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(6): 721~725
- 13 G. G. Shepherd, W. A. Gault, D. W. Miller *et al.*. WAMD II: wide-angle Michelson Doppler imaging interferometer for spacelab [J]. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(11): 1571~1584