

文章编号: 0253-2239(2007)08-1460-5

用于全场光学相干层析成像的无色散相移器研究*

杨亚良 丁志华

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘要: 提出了基于旋转 $\lambda/2$ 波片无色散相移器的理论模型, 和实施该相移器功能的全场光学相干层析成像 (Optical coherence tomography, OCT) 系统, 为实现快速、高分辨光学相干层析成像提供了一种有效方法。该相移器能在宽光谱范围内无色散地获得八倍于 $\lambda/2$ 波片旋转角的相移量, 避免了利用单色光相移算法提取信号时存在的系统误差。针对修正 Carré 算法和三步相移算法所要求的不同相移量, 在 240 nm 波长范围内, 对相移器的性能进行了数值分析。结果表明, 在给定光谱范围内, 相移量越大, 相移误差的绝对值也越大, 幅值比变化范围也越大。用于实施无色散相移器功能的全场光学相干层析成像系统结构, 与现有结构相比, 具有一些有益的特点。

关键词: 医用光学与生物技术; 无色散相移器; 全场光学相干层析成像; 旋转 $\lambda/2$ 波片

中图分类号: TN247 文献标识码: A

Achromatic Phase Shifter Implemented in Full-Field Optical Coherence Tomography

Yang Yaliang Ding Zhihua

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Abstract: Theoretical model of an achromatic phase shifter based on a rotating half-wave plate and its implementation in a full-field optical coherence tomography (OCT) system are proposed for rapid and high-resolution OCT imaging. The phase shifter that is almost independent of the wavelength over a broad range can provide phase shift at eight times of rotating angle of the half-wave plate. Conventional monochromatic phase-shifting algorithms can thus be adopted without systematic errors. Numerical analysis on phase shifting error and amplitude ratio between orthogonal polarization components versus wavelength over a range of 240 nm for nominal phase shifts required for the revised Carré algorithm and three-step phase-shifting algorithm respectively is conducted. The results demonstrate increased phase shift error and increased fluctuation of amplitude ratio for larger nominal phase shift. The full-field OCT system with the proposed achromatic phase shifter has several advantages compared with previous system.

Key words: medical optics and biotechnology; achromatic phase shifter; full-field optical coherence tomography; rotating half-wave plate

1 引 言

光学相干层析成像 (OCT) 技术能非接触、无损地对活体组织的内部结构与生理功能进行高分辨力成像, 是生物医学研究和临床诊断的重要手段^[1~3]。提高轴向分辨力的方法主要是基于宽带光

源技术^[3], 光学相干层析成像的轴向分辨力与光源的带宽成反比, 要获得高轴向分辨力, 必须使用宽带光源, 因此白光光源成为超分辨光学相干层析成像的首选光源^[4,5]。全场光学相干层析成像技术是提高成像速度的有效方法, 它基于并行探测技术, 无需

* 国家 863 计划 (2006AA02Z4E0)、国家自然科学基金 (60378041, 60478040)、浙江省自然科学基金 (Z603003)、教育部新世纪优秀人才支持计划和浙江省“新世纪 151 人才工程”资助课题。

作者简介: 杨亚良 (1974—), 男, 云南曲靖人, 博士研究生, 主要从事生物医学光学方面的研究。

E-mail: yangyaliang@126.com

导师简介: 丁志华 (1967—), 男, 浙江人, 研究员, 博士生导师, 主要从事生物医学光学方面的研究。

E-mail: zh_ding@zju.edu.cn

收稿日期: 2006-09-28; 收到修改稿日期: 2007-04-02

横向扫描即可获得样品的二维断面图像,与逐点扫描成像相比,其成像速度显著提高。全场光学相干层析成像的信号提取分为载频和相移两种方式,但载频所需的驱动电路和后续信号处理较为复杂。

利用压电陶瓷驱动器移动反射镜,通过改变两相干光束间的光程差,可实现多步相移操作。然而在宽带光源、尤其是白光照明条件下,这种相移方式具有两个缺点。首先,这种基于空间位移而获得的相移量与波长有关,是典型的有色散相移器。此时继续沿用针对单色光的传统相移算法来提取信号,将会在结果中引入系统误差^[6,7];其次,该相移器不能布置在两相干光束的共路部分使用^[8],因此不能在共路光学系统中运用。

基于 Pancharatnam 相位或者伯雷(Berry)相位^[9]的相移器则能避免上述问题。当光束偏振态沿某路径改变并回到初始态时,光束可获得一附加的相移量^[10],该相移量只依赖于偏振态改变的路径,而与波长无关^[11,12],是一种无色散相移器。目前,已报道了基于旋转 $\lambda/2$ 波片^[8,10,11]和旋转偏振片^[6,13]两种型式的无色散相移器。后者已被运用于光学相干层析成像系统中,但其使用的光谱带宽仅为 17 nm,而且只获得了 4 倍于偏振片旋转角的相移量^[6]。

本文提出了一种基于旋转 $\lambda/2$ 波片无色散相移

器的理论模型,并对其性能进行了数值分析。提供了一种实施相移器功能的全场光学相干层析成像结构。该相移器能在宽光谱范围内无色散地获得 8 倍于 $\lambda/2$ 波片旋转角的相移量,是实现快速、高分辨光学相干层析成像的有效方法。

2 理论模型

基于旋转 $\lambda/2$ 波片无色散相移器结构如图 1 所示。为直观起见,反射光和入射光在图中横向错开加以标示。入射光经透光轴与 x 轴成 45° 角的偏振片后,分解出等幅值的水平和垂直偏振光,可分别作为参考光和样品光。相移器由两片快轴与 x 轴成 45° 角的 $\lambda/4$ 波片(QWP1, QWP2)和一片快轴可绕光轴旋转的 $\lambda/2$ 波片(HWP)组成。当 HWP 的快轴相对于 QWP1 的快轴旋转 θ 时, HWP 快轴方位角为 $45^\circ + \theta$ 。由相移器出射的光束被反射镜反射后按原路返回,被偏振片检偏后实现干涉。光束依次经过了偏振片、QWP1、HWP、QWP2、QWP2、HWP 和 QWP1。以光的传播方向为 z 轴,对入射光建立坐标系 $x-y-z$,对反射光建立坐标系 $x'-y'-z'$ 。在坐标系 $x-y-z$ 中,波片快轴与 x 轴夹角 θ 的方向,规定按右手法则从 x 轴旋向 y 轴为正,否则为否。坐标系 $x'-y'-z'$ 下的符号法则与此相同。

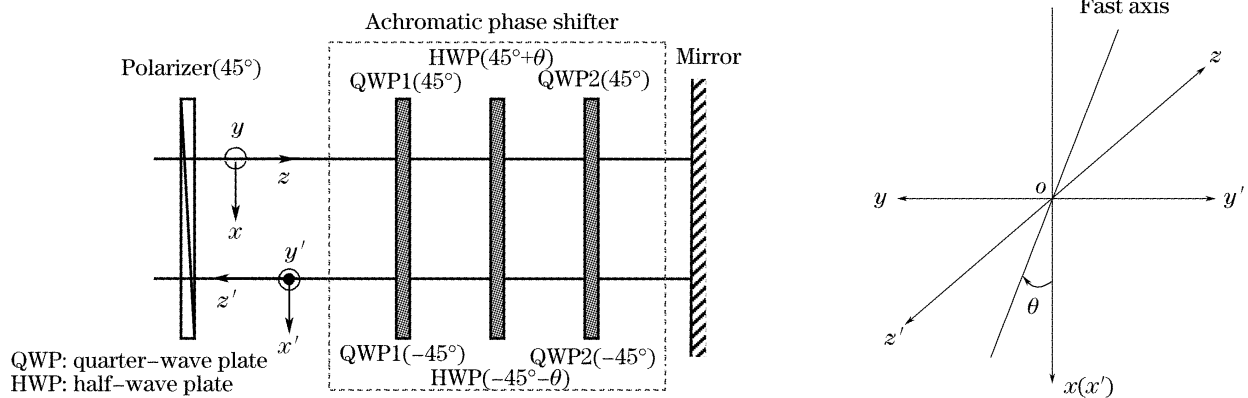


图 1 基于旋转 $\lambda/2$ 波片的无色散相移器结构

Fig. 1 Schematic of an achromatic phase shifter based on a rotating half-wave plate

偏振片的透光轴方位角为 α 时的琼斯矩阵为

$$J_p(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}, \quad (1)$$

相位延迟量为 δ 、快轴方位角为 β 时,波片的琼斯矩阵为

$$J_w(\delta, \beta) = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos(2\beta) & i \sin(\delta/2) \sin(2\beta) \\ i \sin(\delta/2) \sin(2\beta) & \cos(\delta/2) - i \sin(\delta/2) \cos(2\beta) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

则返回光束到达偏振片时的琼斯矢量可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{out}} = & \mathbf{P}_{\text{QWP1}}(\delta_Q, -45^\circ) \cdot \mathbf{P}_{\text{HWP}}(\delta_H, -45^\circ - \theta) \cdot \mathbf{P}_{\text{QWP2}}(\delta_Q, -45^\circ) \cdot \mathbf{P}_{\text{QWP2}}(\delta_Q, 45^\circ) \cdot \\ & \mathbf{P}_{\text{HWP}}(\delta_H, 45^\circ + \theta) \cdot \mathbf{P}_{\text{QWP1}}(\delta_Q, 45^\circ) \cdot \mathbf{P}(45^\circ), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 δ_Q 和 δ_H 分别为 $\lambda/4$ 波片和 $\lambda/2$ 波片的相位延迟量。对于设计波长, 有 $\delta_Q = 90^\circ$ 和 $\delta_H = 180^\circ$, 则(3)式可化简为

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} \exp(-4\theta \cdot i) \\ \exp(4\theta \cdot i) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

(4)式表明, 当 $\lambda/2$ 波片的旋转角为 θ 时, 水平分量获得 -4θ 的相移量, 而垂直分量获得 4θ 的相移量。因此, 在垂直与水平分量间具有 8θ 的相位差, 即在参考和样品光束间引入了 8θ 的附加相移量。

3 性能分析

上述结论只对设计波长成立, 当波长偏离设计波长时, 波片的实际相位延迟量将偏离其名义相位延迟量, (4)式不再成立。假定波片材料为石英晶

体, 波片针对中心波长 $\lambda_0 = 780$ nm 设计。石英晶体的色散方程用劳伦级数表示为

$$n^2 = B_1 + B_2\lambda^2 + \frac{B_3}{\lambda^2} + \frac{C_1}{\lambda^4} + \frac{C_2}{\lambda^6} + \frac{C_3}{\lambda^8}, \quad (5)$$

式中波长 λ 的单位为 μm , 常量 B_1, B_2, B_3, C_1, C_2 和 C_3 列于表 1 中。表中的 n_e 和 n_o 分别为非常光和寻常光的折射率。把这些常量带入(5)式, 可计算出不同波长对应的 n_e 和 n_o 值, 结果列于表 2 中。波片对应波长 λ 时的实际相位延迟量由下式求得

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_o - n_e| d, \quad (6)$$

式中 d 为波片的有效厚度。对于设计波长 λ_0 , 基于该有效厚度的(6)式可保证 $\lambda/4$ 波片和 $\lambda/2$ 波片的相位延迟量分别为 90° 和 180° 。表 2 中列出了波长离散取值(间隔 40 nm)时相位延迟量 δ 的计算结果。

表 1 石英晶体色散方程常量(摘自 CVI Laser 公司)

Table 1 Dispersion equation constants of crystal quartz (adopted from CVI Laser Corporation)

	B_1	$B_2/10^{-2}$	$B_3/10^{-2}$	$C_1/10^{-4}$	$C_2/10^{-6}$	$C_3/10^{-8}$
n_e	2.38490	-1.25900	1.07900	1.65180	-1.94741	9.36476
n_o	2.35728	-1.17000	1.05400	1.34143	-0.445368	5.92362

表 2 石英波片对应不同波长时的 n_e, n_o 值和相位延迟量

Table 2 n_e, n_o and retardation of crystal quartz wave plate versus wavelength

λ / nm	n_e	n_o	$\delta / (^\circ)$	
			QHP	HWP
660	1.5508	1.5418	107.6393	215.2785
700	1.5497	1.5407	101.0499	202.0999
740	1.5486	1.5397	95.2123	190.4247
780	1.5477	1.5388	90.0000	180.0000
820	1.5469	1.5380	85.3146	170.6292
860	1.5461	1.5372	81.0768	162.1537
900	1.5454	1.5366	77.2234	154.4468

把由(5)式和(6)式计算得到的实际相位延迟量代入(3)式, 可得到输出光束的琼斯矢量。其垂直分量与水平分量的相位之差即为相移器获得的实际相移量, 它与名义相移量之差即为相移误差。当垂直分量与水平分量的幅值之比不为 1 时, 表明两者之间发生了串号, 即发生了能量的转移。因此, 幅值比也是评价相移器性能的重要指标。

相移量完全由 $\lambda/2$ 波片的旋转角决定, 无需对系统硬件做任何改变, 即可获得任意所需的相移量, 可以方便地运用各种相移算法。Carré 算法无需每

步精确相移 90° , 但要求相移步长严格相等。当某步相移受噪声干扰而不再准确时, 一种修正的 Carré 算法更为有效^[14]。其要求的相移量为: $-90^\circ, 0^\circ, 90^\circ$ 和 180° , 可分别由相移器的 $\lambda/2$ 波片旋转 $-11.25^\circ, 0^\circ, 11.25^\circ$ 和 22.5° 而获得。由(3)式计算可得, 在 $660 \sim 900$ nm 光谱范围内, 名义相移量为 $-90^\circ, 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 时, 相移误差和幅值比随波长的变化情况如图 2 示。图 2(a)为相移误差随波长的变化曲线, 其最大绝对值小于 10.47° , -90° 和 90° 的相移误差数值相等而符号相反; 图 2(b)为幅值比随波长的变化曲线, 其变化范围在 $0.9767 \sim 1.0238$ 之间, 接近理想值 1, 说明垂直与水平分量间的能量转移不明显。

步长为 120° 的三步相移算法要求的相移量为 $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$, 此时相移器的相移误差和幅值比随波长的变化情况如图 3 示。其相移误差的最大绝对值小于 18.48° , 幅值比的变化范围在 $0.8550 \sim 1.1906$ 之间。对比以上结果可知, 在给定光谱范围内, 相移量越大, 相应的相移误差也越大, 幅值比的变换范围也越大。为了减少相移误差对成像结果的影响, 应优先选用不要求大相移量的相移算法。

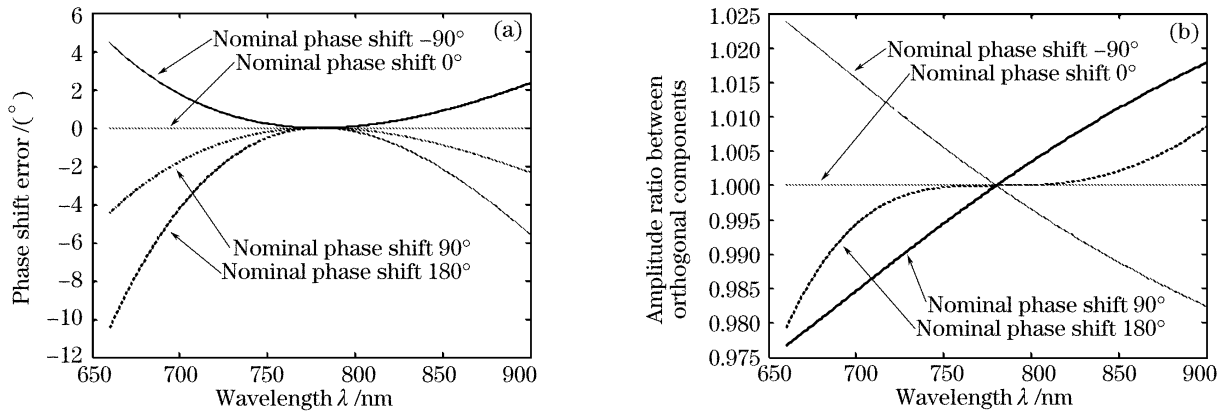


图 2 名义相移量分别为 -90° 、 0° 、 90° 、 180° 时相移误差 (a) 和幅值比 (b) 随波长的变化

Fig. 2 Phase shifting error (a) and amplitude ratio between orthogonal components (b) versus wavelength for nominal phase shift at -90° , 0° , 90° and 180° , respectively

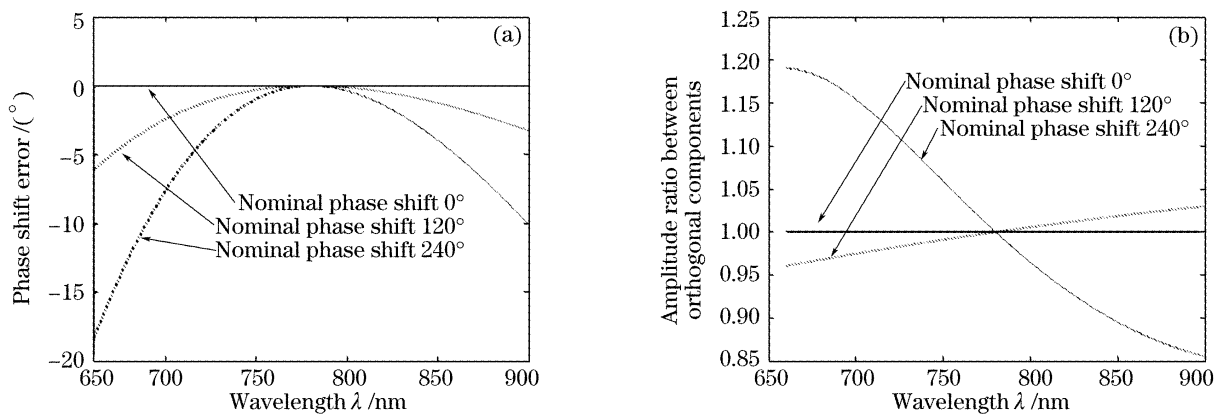


图 3 名义相移量分别为 0° 、 120° 、 240° 时相移误差 (a) 和幅值比 (b) 随波长的变化

Fig. 3 Phase shifting error (a) and amplitude ratio between orthogonal components (b) versus wavelength for nominal phase shift at 0° , 120° and 240° , respectively

4 装 置

图 4 所示的全场光学相干层析成像系统可用于实施本文提出的无色散相移器功能。该系统基于林尼克 (Linnik) 干涉结构^[15], 宽带光源发出的光经透镜 L1 准直后, 被透光轴与 x 轴成 45° 角的偏振片 P 起偏。偏振光经过无色散相移器后, 被宽带偏振分

光棱镜 PBS 分解成 s 偏振光和 p 偏振光, 分别被显微镜 MO1 和 MO2 聚焦在样品和参考镜上。被样品反射或后向散射后的样品光, 和被参考镜反射后的参考光各自沿原路返回, 再次经过无色散相移器后到达偏振片 P, 由偏振片 P 对它们实施检偏。被宽带分光棱镜 BS 反射的光束, 被成像透镜 L2 聚

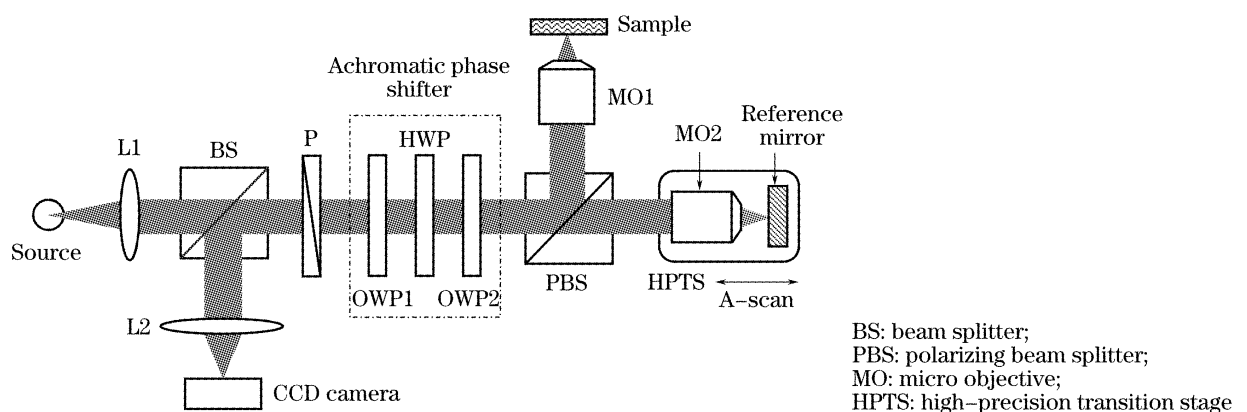


图 4 基于无色散相移器的全场光学相干层析成像系统

Fig. 4 Schematic diagram of full-field OCT based on achromatic phase shifter

焦在面阵 CCD 探测器上。显微物镜 MO2 和参考镜固定在高精密平移台 HPTS 上,它们沿光轴的移动实现两相干臂的光程匹配,以及选择样品的特定截面进行成像。偏振片 P 具有三个作用:对从光源来的入射光实施起偏,对从参考镜和样品返回的光束实施检偏,和通过改变透光轴的方向来匹配两相干臂的光强。

在 Yuuki W 等^[6]采用基于旋转偏振片无色散相移器建立的光学相干层析成像系统中,两干涉臂中各需一片快轴与 x 轴成 45° 角的 $\lambda/4$ 波片,使来回两次通过它的光束的偏振方向旋转 90° ,才能通过 PBS 达到探测器。但由于波片的相位延迟量与波长相关,不能使所有光谱分量都按预期改变偏振态,不能保证所有光谱分量均能高效通过 PBS。而且,相移器被放置在探测臂中使用,只获得了 4 倍于偏振片旋转角的相移量。与之相比,本系统无需上述两片 $\lambda/4$ 波片,光谱各分量能被高效一致地利用;且能提供八倍于 $\lambda/2$ 波片旋转角的相移量,可使测量时间大为缩短,对于活体的实时成像具有重要意义。

5 结 论

提出了基于旋转 $\lambda/2$ 波片的无色散相移器,能获得 8 倍于 $\lambda/2$ 波片旋转角的相移量,能为各种相移算法提供所需的相移量。对相移器性能的数值分析表明,在 $660\sim 900$ nm 波长范围内,当采用修正 Carré 算法,要求的名义相移量为 $-90^\circ, 0^\circ, 90^\circ$ 和 180° 时,相移误差的最大绝对值小于 10.47° ,幅值比在 $0.9767\sim 1.0238$ 之间;而采用三步相移算法,要求的名义相移量为 $0^\circ, 120^\circ$ 和 240° 时,相移误差的最大绝对值小于 18.48° ,幅值比在 $0.8550\sim 1.1906$ 之间。由于无色散相移器的使用,可以采用宽带光源来获得高轴向分辨力,此时因沿用单色光相移算法提取信号而引起的系统误差可忽略不计。用于实施无色散相移器功能的全场光学相干层析成像结构,与现有的结构相比,具有一些有益的特点。

参 考 文 献

- 1 Yu Xiaofeng, Ding Zhihua, Chen Yuheng *et al.*. Development of fiber-based optical coherence tomographic imaging system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 235~238 (in Chinese)
俞晓峰,丁志华,陈宇恒等. 光纤型光学相干层析成像系统的研制[J]. *光学学报*, 2006, **26**(2): 235~238
- 2 Junle Qu, Ravi S. Jonnal, Donald T. Miller. Parallel optical coherence tomography using a CCD camera [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(8): 475~476
- 3 Zhou Lin, Ding Zhihua, Yu Xiaofeng. Axial superresolution in optical coherence tomography through the combination of apodization and coherence gating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(9): 1181~1185 (in Chinese)
周琳,丁志华,俞晓峰. 利用变迹术和相干门相结合实现光学相干层析成像术轴向超分辨 [J]. *光学学报*, 2005, **25**(9): 1181~1185
- 4 L. Vabre, A. Dubois, A. C. Boccara. Thermal-light full-field optical coherence tomography [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(7): 530~532
- 5 Blandine Laude, Antonello De Martino, Bernard Drévilion *et al.*. Full-field optical coherence tomography with thermal light [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(31): 6637~6645
- 6 Yuuki Watanabe, Yasuhiro Hayasaka, Manabu Sato *et al.*. Full-field optical coherence tomography by achromatic phase shifting with a rotating polarizer [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(8): 1387~1392
- 7 David G. Fischer, Ben Ovrn. Phase shifting optical coherence tomography [C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4251**: 97~101
- 8 P. Hariharan, M. Roy. Achromatic phase-shifting for polarization interferometry [C]. *Proc. SPIE*, 1996, **2860**: 100~106
- 9 Rajendra Bhandari. Observation of non-integrable geometric phase on the Poincaré sphere [J]. *Phys. Lett. A*, 1988, **133**(1,2): 1~3
- 10 Naoshi Baba, Naoshi Murakami, Tsuyoshi Ishigaki. Nulling interferometer with geometric phase modulator [C]. *Proc. SPIE*, 2003, **4838**: 1451~1458
- 11 P. Hariharan, Maitreyee Roy. White-light phase-stepping interferometry for surface profiling [J]. *J. Mod. Opt.*, 1994, **41**(11): 2197~2201
- 12 Naoshi Baba, Kaichirou Shibayama. Geometric phase observation with dispersed fringes [J]. *Opt. Rev.*, 1997, **4**(5): 593~595
- 13 S. Suja Helen, M. P. Kothiyal, R. S. Sirohi. Achromatic phase shifting by a rotating polarizer [J]. *Opt. Commun.*, 1998, **154**: 249~254
- 14 Junle Qu, Zhihua Ding, Gaixia Xu *et al.*. Evaluation of the reconstruction algorithms for a phase-stepped full-field optical coherence tomography [C]. *Proc. SPIE*, 2006, **6026**: 60260O-1~60260O-6
- 15 Arnaud Dubois, Laurent Vabre, Albert-Claude Boccara *et al.*. High-resolution full-field optical coherence tomography with a Linnik microscope [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(4): 805~812