

# 菌紫质同线偏振全息记录时再现光 偏振方向对衍射效率的调制<sup>\*</sup>

郜 鹏<sup>1)†</sup> 姚保利<sup>1)†</sup> 韩俊鹤<sup>1)‡</sup> 陈利菊<sup>1)‡</sup> 王英利<sup>1)</sup> 雷 铭<sup>1)</sup>

1) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学和光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 6 月 12 日收到, 2007 年 8 月 29 日收到修改稿)

当用相同偏振方向的物光和参考光在菌紫质薄膜上记录光栅时,再现光的偏振方向会影响其衍射效率.采用琼斯矩阵方法对此进行了理论分析,结果显示,再现光的偏振方向对衍射光的光强产生余弦调制,当再现光的偏振方向平行或垂直于记录光的偏振方向时,衍射光仍为线偏振光,其他情况下衍射光均变成椭圆偏振光.再现光偏振方向对衍射效率峰值的调制为正向余弦调制,对衍射效率稳定值的调制为反向余弦调制(与前者在相位上相差  $\pi$ ).加入辅助紫光可抑制光栅的饱和,从而使得再现光偏振对衍射效率稳定值的调制由反向余弦调制变为正向余弦调制,并且提高了衍射效率稳定值.

关键词:菌紫质,光致各向异性,衍射效率,琼斯矩阵

PACC: 4240E, 4270J, 4225J, 4225F

## 1. 引 言

菌紫质(bacteriorhodopsin, BR)是一种具有光致变色效应的光敏蛋白质,其显著的特点是感光灵敏度高,抗疲劳性好,空间分辨率高<sup>[1-3]</sup>.菌紫质在光学领域具有许多应用,如可用于光学滤波器<sup>[4,5]</sup>,全息记录介质<sup>[6]</sup>,光调制器<sup>[7]</sup>,多进制数字光学运算<sup>[8]</sup>等.同时,菌紫质能对光的偏振态做出响应,当它在偏振光的作用下时,会产生光致各向异性,因此菌紫质适合作为偏振全息记录材料.我们对菌紫质的偏振全息开展了一些研究<sup>[9,10]</sup>.最近,用同线偏振的物光和参考光在菌紫质上记录光栅,用线偏振的再现光再现读出时,发现再现光偏振方向对衍射效率有调制作用,并且加入辅助紫光会改变再现光偏振对衍射效率稳定值的调制作用.辅助紫光对菌紫质衍射效率的影响已有报道,Hampp 等<sup>[11]</sup>用二能级理论说明了加入适当光强的辅助紫光可以提高菌紫质全息衍射效率的稳定值.王英利等人从辅助紫光提高菌紫质对红光的饱和吸收光强的角度,说明了辅助紫光提高菌紫质全息衍射效率稳定值的机理<sup>[12]</sup>.但

对同线偏振全息记录时,加入紫光可以使衍射效率稳定值也随再现光偏振方向产生余弦调制还未见报道.出现上述调制现象的原因是因为线偏振光激发了介质的各向异性,光致各向异性介质一般都具有这种特征. Kilosanidze 和 Kakauridze<sup>[13]</sup>用琼斯矩阵法论证了利用偶氮介质的这种特性,将其制作成偏振检测器件的可能性.由于偶氮的各向异性以双折射为主,他们没有提及二向色性对衍射效率的影响.而对于菌紫质样品来说,波长为 633 nm 的 He-Ne 激光所激发的各向异性既有双折射又有二向色性<sup>[14]</sup>.本文将二向色性和双折射的影响引入菌紫质光栅透过率函数,利用琼斯矩阵方法分析了同线偏振记录光在菌紫质上记录光栅,不同偏振方向的再现光读出时的衍射效率,结果发现再现光的偏振方向对衍射效率产生了余弦调制.当再现光和记录光同偏振或正交偏振时,衍射光仍为线偏振光,除此以外,衍射光均变成了椭圆偏振光.实验上,我们发现再现光偏振方向对衍射效率峰值和稳定值的调制均为余弦调制,但二者在相位上相差  $\pi$ .加入辅助紫光可以使二者在相位上达到一致,并且提高了衍射效率的稳定值.本文对上述实验结果给出了理论解释.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60678023 和 60337020)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: yaobl@opt.ac.cn

## 2. 理论分析

如图 1 所示,设入射面为  $XOZ$  面,波长为  $\lambda$  的物光  $O$  和参考光  $R$  分别以  $-\alpha, \alpha$  入射角对称入射到记录介质上,二者为强度和偏振方向相同的  $s$  偏振光.物光和参考光的相位差为  $\Delta\varphi = 2kx\sin\alpha$ ,其中  $k = 2\pi/\lambda$  为波矢.为了方便起见,忽略物、参光中相同的常数相位因子,物光和参考光光场可分别表示为

$$\begin{aligned} O &= A \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi/2}, \\ R &= A \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi/2}. \end{aligned} \quad (1)$$

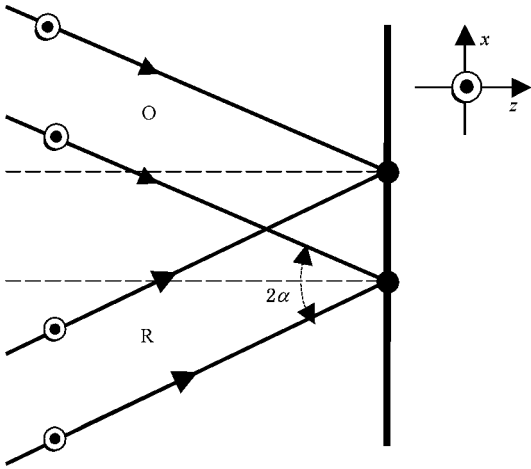


图 1 全息记录光路示意图

叠加光场为

$$E = O + R = 2A \cdot \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

叠加光场的强度为

$$I_w = 4A^2 \cdot \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 2A^2 \cdot [1 + \cos(\Delta\varphi)] \quad (3)$$

(2)(3)式表明,叠加光场是和记录光同偏振的线偏振光,其强度在  $x$  方向呈现余弦分布.叠加光场作用在菌紫质薄膜上,在亮条纹处菌紫质分子由 B 态转化为 M 态,而暗条纹处分子仍处于 B 态,这就使得介质透过率和折射率在  $x$  方向上与叠加光场具有相同的周期分布,从而形成光栅.另一方面,由于不同极化方向的 B 态分子对线偏振记录光的吸收

截面不同,导致介质中极化方向平行于记录光偏振方向的 B 态分子大部分转换为 M 态,而极化方向垂直于记录光偏振方向的分子大部分仍处于 B 态,介质出现了各向异性,对不同偏振方向的再现光有着不同的透过率和折射率.用  $e$  光和  $o$  光分别表示与记录光同偏振和正交偏振的再现光.用  $t_e, t_o$  分别表示  $e$  光和  $o$  光的振幅透过率,  $n_e, n_o$  分别表示  $e$  光和  $o$  光上的折射率.结合(3)式,它们可以表示如下:

$$\begin{aligned} t_o &= \bar{t}_o + \Delta t_o \cos(\Delta\varphi), \\ t_e &= \bar{t}_e + \Delta t_e \cos(\Delta\varphi), \\ n_o &= \bar{n}_o + \Delta n_o \cos(\Delta\varphi), \\ n_e &= \bar{n}_e + \Delta n_e \cos(\Delta\varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\bar{t}_o, \bar{t}_e, \bar{n}_o, \bar{n}_e$  分别表示介质对  $o$  光和  $e$  光的透过率和折射率的平均值,  $\Delta t_o, \Delta t_e, \Delta n_o, \Delta n_e$  分别表示介质对  $o$  光和  $e$  光的透过率和折射率光栅调制度. BR 介质的复振幅透过率函数可用琼斯矩阵表示如下<sup>[15]</sup>:

$$\tilde{t}(x) = \begin{bmatrix} t_o e^{ikn_o d} & 0 \\ 0 & t_e e^{ikn_e d} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中  $d$  是 BR 薄膜的厚度.偏振方向与  $y$  轴(记录光偏振方向)夹角为  $\theta$  传播方向与参考光相反的线偏振再现光可表示为

$$C = C \begin{bmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi/2}. \quad (6)$$

所以,衍射光场为

$$\begin{aligned} D &= \tilde{t}(x) \cdot C \\ &= C \begin{bmatrix} \sin\theta \cdot [\bar{t}_o + \Delta t_o \cos(\Delta\varphi)] e^{i[\bar{n}_o + \Delta n_o \cos(\Delta\varphi)]x} \\ \cos\theta \cdot [\bar{t}_e + \Delta t_e \cos(\Delta\varphi)] e^{i[\bar{n}_e + \Delta n_e \cos(\Delta\varphi)]x} \end{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

对上式中的复指数项作以下展开:

$$\begin{aligned} &e^{i[\Delta n_o kd \cos(\Delta\varphi)]x} \\ &= J_0(\Delta n_o kd) + \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n J_{2n}(\Delta n_o kd) [e^{-i2n\Delta\varphi} + e^{i2n\Delta\varphi}] \\ &+ i \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\Delta n_o kd) [e^{-(2n+1)\Delta\varphi} + e^{(2n+1)\Delta\varphi}] \quad (8) \end{aligned}$$

其中  $J_n (n = 0, 1, 2, \dots)$  表示  $n$  阶贝塞尔函数.则(7)式可以表示为

$$D = C \begin{bmatrix} \sin\theta \cdot [\bar{t}_o J_0(\Delta n_o kd) + i\Delta t_o J_1(\Delta n_o kd)] e^{i\bar{n}_o kd} \\ \cos\theta \cdot [\bar{t}_e J_0(\Delta n_e kd) + i\Delta t_e J_1(\Delta n_e kd)] e^{i\bar{n}_e kd} \end{bmatrix} e^{-i\Delta\varphi/2}$$

$$+ C \left[ \begin{array}{l} \sin\theta \cdot \left\{ \frac{1}{2} \Delta t_e [J_0(\Delta n_o kd) - J_2(\Delta n_o kd)] + i \bar{t}_o J_1(\Delta n_o kd) \right\} e^{i \bar{n}_o kd} \\ \cos\theta \cdot \left\{ \frac{1}{2} \Delta t_e [J_0(\Delta n_e kd) - J_2(\Delta n_e kd)] + i \bar{t}_e J_1(\Delta n_e kd) \right\} e^{i \bar{n}_e kd} \end{array} \right] e^{i \Delta \varphi / 2} + \dots \quad (9)$$

上式中第一项表示传播方向与再现光相同的平面波,即再现光的透射光波;第二项表示再现光的+1级衍射光波.由于实验中使用的BR膜为厚记录介质,记录光所形成的全息光栅是体光栅,存在布拉格

选择角的约束,所以除了0级和+1级衍射光外,其他各级衍射光由于不符合布拉格衍射条件,会在介质内部被大量吸收而消失,因此只有+1级衍射光存在.由(9)式可得+1级衍射效率为

$$\begin{aligned} \eta_{+1} &= \frac{D_{+1}^* \cdot D_{+1}}{C^* \cdot C} \\ &= \left\{ \bar{t}_o^2 J_1^2(\Delta n_o kd) + \frac{1}{4} \Delta t_e^2 [J_0(\Delta n_o kd) - J_2(\Delta n_o kd)]^2 \right\} \sin^2 \theta \\ &\quad + \left\{ \bar{t}_e^2 J_1^2(\Delta n_e kd) + \frac{1}{4} \Delta t_e^2 [J_0(\Delta n_e kd) - J_2(\Delta n_e kd)]^2 \right\} \cos^2 \theta \\ &= \eta_o \cdot \sin^2 \theta + \eta_e \cdot \cos^2 \theta \\ &= \frac{\eta_o + \eta_e}{2} + \frac{\eta_e - \eta_o}{2} \cos(2\theta). \end{aligned} \quad (10)$$

上式中 $\eta_o$ 和 $\eta_e$ 分别为o光和e光的衍射效率,

$$\begin{aligned} \eta_o &= \bar{t}_o^2 J_1^2(\Delta n_o kd) + \frac{1}{4} \Delta t_e^2 [J_0(\Delta n_o kd) - J_2(\Delta n_o kd)]^2, \\ \eta_e &= \bar{t}_e^2 J_1^2(\Delta n_e kd) + \frac{1}{4} \Delta t_e^2 [J_0(\Delta n_e kd) - J_2(\Delta n_e kd)]^2, \end{aligned}$$

两者与记录光强和材料特性有关.由(10)式可以看出,再现光的偏振方向对衍射效率产生了余弦调制;当 $\eta_e > \eta_o$ 时,称为正向余弦调制,在记录光偏振方向上( $\theta = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ )的衍射效率最大;当 $\eta_e < \eta_o$ 时,称为反向余弦调制,在垂直于记录光偏振方向上( $\theta = 90^\circ$ 或 $270^\circ$ )的衍射效率最大.此外,由(9)式第二项可以看出,当再现光偏振方向平行或垂直于记录光的方向时,+1级衍射光为与原再现光偏振方向相同的线偏振光;其他情况下均变成了椭圆偏振光,其长轴方向和椭圆度与再现光的偏振方向、材料的特性和记录光强有关.

当加入辅助紫光时,由于紫光没有改变菌紫质光栅的空间结构,只改变了光栅的对比度(即改变了 $\bar{t}_o$ 、 $\Delta t_e$ 、 $\bar{t}_e$ 、 $\Delta t_e$ 、 $\bar{n}_o$ 、 $\Delta n_o$ 、 $\bar{n}_e$ 、 $\Delta n_e$ 的大小)(4)式仍然成立,推导过程和结论与没加紫光时相同,只是这时参数 $\eta_o$ 、 $\eta_e$ 除了与记录光强度、材料特性有关外,还与紫光的光强和偏振有关.

另外需要说明的是(10)式的结论是在假定光

栅的透过率和折射率均为余弦型的前提下推导出来的,但它对非余弦型光栅仍然使用.这是因为任何非余弦型光栅都可以等价为一组不同周期的余弦光栅的叠加,即相当于对非余弦型光栅透过率和折射率进行傅里叶展开,每一个频率成分对应一个余弦光栅.这些余弦光栅的+1级衍射光振幅的加权叠加和(9)式有相同形式,故(10)式结论对非余弦型光栅仍然使用,只不过这时的 $\eta_o$ 和 $\eta_e$ 具有更为复杂的表达式.

### 3. 材料和方法

实验中我们采用菌紫质BR-D96N薄膜作为全息记录介质,由德国Marburg大学制备,菌紫质薄膜的厚度约为80  $\mu\text{m}$ ,直径19 mm,该样品的吸收峰在568 nm处,光密度为1.32. M态为其长寿命亚稳态,吸收峰在407 nm,在室温下寿命约为5 min<sup>[3]</sup>.

实时测量菌紫质衍射效率的光路如图2所示.波长为632.8 nm的氦氖激光器(He-Ne)发出竖直偏

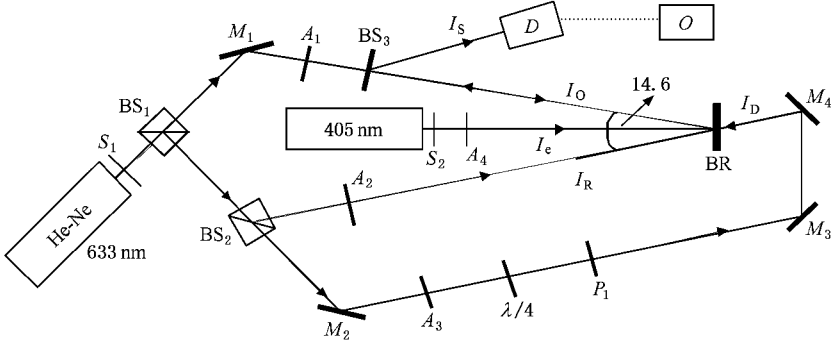


图 2 实时全息衍射效率测量光路图

振的线偏振光 经过分光棱镜 BS<sub>1</sub> 和 BS<sub>2</sub> 分光 ,分别形成物光 I<sub>0</sub>、参考光 I<sub>R</sub> 和再现光 I<sub>D</sub>。物光和参考光对称于样品表面法线 7.3° 入射到菌紫质样品上。再现光先经过 1/4 波片后变成圆偏振光后 ,再通过偏振片 P<sub>1</sub> 可形成不同偏振方向的线偏振光 ,经反射镜 M<sub>3</sub> ,M<sub>4</sub> 反射后沿参考光的相反方向入射到介质上。405 nm 的半导体激光器(美国 Power Technology 公司生产 ,JQ2A18 型)发出的线偏振光沿样品法线方向入射到介质上 ,形成辅助紫光。衍射光 I<sub>S</sub> 将出现在物光的共轭方向上 ,经分束镜 BS<sub>3</sub> 分束后 ,其部分反射光(反射率为 47%)由数字功率计 D(美国 United Detector Technology 公司生产 ,11A Photometer/Radiometer 型)测量 ,并输出到数字示波器 O(美国 Tektronix 公司生产 ,TDS3032 型)测量衍射效率动力学曲线。调节连续可调衰减片 A<sub>1</sub> ,A<sub>2</sub> ,A<sub>3</sub> 和 A<sub>4</sub> 使得物光、参考光、再现光和辅助紫光的光强分别为 20 mW/cm<sup>2</sup> ,20 mW/cm<sup>2</sup> ,0.4 mW/cm<sup>2</sup> 和 10 mW/cm<sup>2</sup>。快

门 S<sub>1</sub> 和 S<sub>2</sub> 用来控制记录时间。

### 4. 结果和讨论

实验测得在不同再现光偏振角度下的衍射效率动力学曲线如图 3(a)所示 ;对应衍射效率动力学曲线上峰值和稳定值与再现光偏振角度的关系如图 3(b)所示。图 3(b)中的两条曲线是用(10)式分别对衍射效率峰值和稳定值拟合的结果 ,对衍射效率峰值的拟合参数为  $\eta_o = 0.13\%$  , $\eta_e = 0.34\%$  ,对衍射效率稳定值的拟合参数为  $\eta_o = 0.026\%$  , $\eta_e = 0.0122\%$ 。可见 e 光和 o 光的衍射效率相差较大 ,这是菌紫质光诱导二向色性和双折射共同作用的结果。由图 3(b)可以看出 ,再现光的偏振方向对衍射效率峰值产生了正向余弦调制 ,对衍射效率稳定值产生了反向余弦调制。产生这种现象的原因是 ,衍射效率达到峰值时  $\eta_e > \eta_o$  ,而衍射效率达到稳定值时  $\eta_e < \eta_o$ 。为了说明这一点 ,下面来求解得到当衍射效

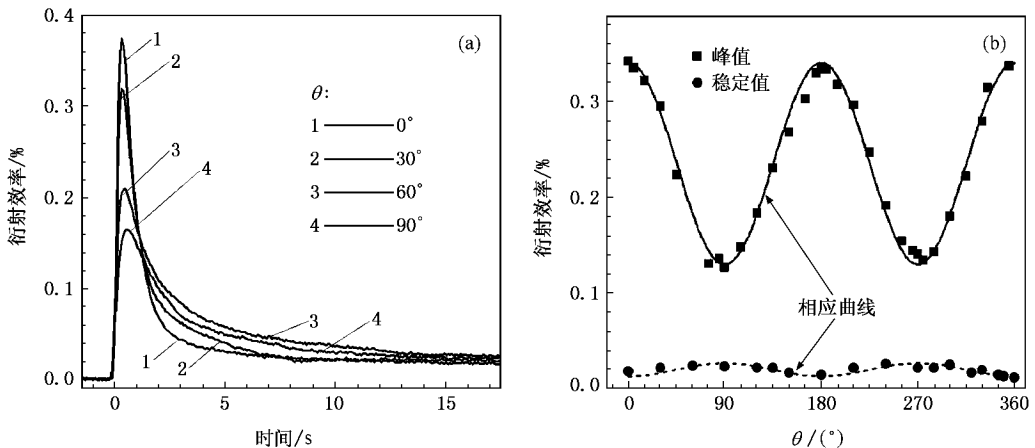


图 3 衍射效率和再现光偏振角度的关系 (a) 不同偏振方向再现光的衍射效率动力学曲线 (b) 衍射效率峰值和稳定值与再现光偏振角度的关系

率达到峰值和稳定值时光栅对 e 光和 o 光透过率.

假设 BR 在样品中总分子数密度为  $N_0$ , 不同极化方向的 BR 分子均匀分布于基质薄膜中, 那么极化方向与记录光偏振方向成  $\beta$  角的初始 BR 分子数密度为  $N_0/2\pi$ . 根据 BR 光致变色动力学二能级理论在  $\beta$  方向上的 B 态分子数密度随时间的变化为<sup>[10]</sup>

$$N_B(t, \beta, \Delta\varphi) = \frac{N_0}{2\pi} \left[ \frac{k_r}{k_{12r}} + \frac{k_1 + k_2}{k_{12r}} \exp(-k_{12r}t) \right], \quad (11)$$

其中  $k_1 = C\phi_B\lambda\epsilon^B(\beta)I_w(\Delta\varphi)$  表示记录光的光反应速率,  $\epsilon^B(\beta) = \epsilon_{//}^B \cos^2\beta + \epsilon_{\perp}^B \sin^2\beta$ ,  $\epsilon_{//}^B$  和  $\epsilon_{\perp}^B$  分别表示 B 态分子对偏振方向平行和垂直于其极化方向光的摩尔消光系数;  $k_2$  表示再现光的光反应速率, 对于偏振方向平行于记录光偏振方向的再现光(e 光), 其光反应速率  $k_2^e = C\phi_B\lambda\epsilon^B(\beta)I_D$ , 对于偏振方向垂直于记录光偏振方向的再现光(o 光), 其光反应速率  $k_2^o = C\phi_B\lambda\epsilon^B\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)I_D$ ;  $k_r = 1/\tau_M$  表示 M 态的热弛豫速率;  $k_{12r} = k_1 + k_2 + k_r$ .  $\phi_B$  为 B 态的量子效率, 常数  $C = \ln 10 / (chN_A)$ ,  $c$  为真空光速,  $h$  为普朗克常数,  $N_A$  为阿佛加德罗常数.

由于再现光波长为 633 nm, 所以样品中 M 态分子对再现光的吸收可以忽略, 由 Lambert-Beer 定律可得 BR 光栅对 e 光和 o 光的振幅透过率为<sup>[16]</sup>

$$\ln t_e(t, \Delta\varphi) = -\frac{\ln 10}{2} \cdot d \cdot \int_0^{2\pi} \epsilon^B(\beta) \cdot N_B \cdot d\beta \quad (12)$$

$$\ln t_o(t, \Delta\varphi) = -\frac{\ln 10}{2} \cdot d \cdot \int_0^{2\pi} \epsilon^B\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) \cdot N_B \cdot d\beta. \quad (13)$$

根据 (12) 和 (13) 式可以计算出当衍射效率达到峰值和稳定值时光栅对 e 光和 o 光得振幅透过率, 如图 4 (a)(b) 所示. 从图中可以看出, 当衍射效率达到峰值时, e 光和 o 光的透过率光栅都接近余弦型, 且 e 光透过率光栅的调制度大于 o 光, 故  $\eta_e > \eta_o$ ; 而当衍射效率达到稳定值时, e 光和 o 光的透过率光栅均处于饱和状态, 且 e 光饱和的程度比 o 光大, 故  $\eta_e < \eta_o$ . 此外, 光栅对 e 光和 o 光折射率调制曲线具有和透过率曲线相似的特性. 因而, e 光衍射效率峰值时比 o 光高, 稳定值时比 o 光低.

我们在上述实验条件不变的情况下, 加入和记录光同偏振且光强为  $10 \text{ mW/cm}^2$  的紫光, 分别测得不同偏振方向的再现光对应衍射效率峰值和稳定值

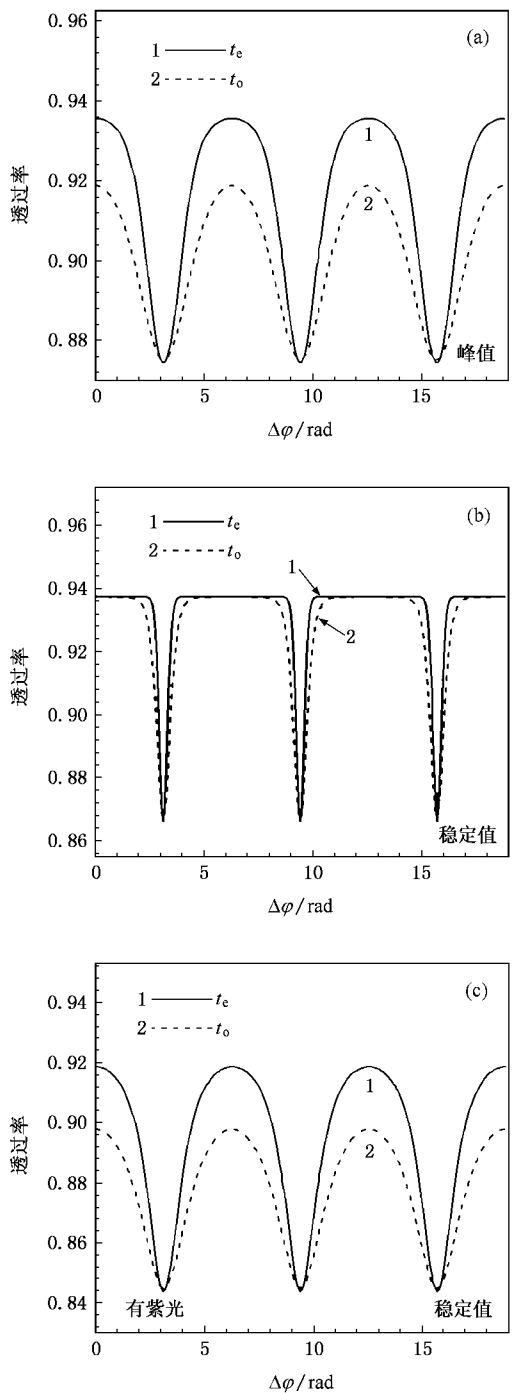


图 4 e 光和 o 光不同时刻的振幅透过率光栅形状 (a) 衍射效率达到峰值时; (b) 衍射效率达到稳定值时; (c) 加入紫光后衍射效率达到稳定值时

的调制曲线, 如图 5(a) 和 (b) 所示. 图 5(a) 表明加入紫光后, 再现光偏振方向对衍射效率峰值的调制仍为余弦调制, 只是由于紫光对光栅的擦除, 降低了光栅的调制度, 从而使得衍射效率峰值都有所下降. 图 5(b) 表明在不加紫光时, 再现光偏振对衍射效率稳

定值的调制为反向余弦调制,而加入紫光后,再现光偏振方向对衍射效率稳定值的调制变为正向余弦调制,而且衍射效率稳定值大大提高.这是因为紫光可以抑制光栅的饱和,使得光栅对 e 光和 o 光的透过率及折射率在衍射效率达到稳定值时具有与达到峰值时相似的调制性质.图 4(c)是根据上述类似方法

得到的加紫光后,当衍射效率达到稳定值时光栅对 e 光和 o 光的振幅透过率调制曲线(此时要在(11)式中引入紫光的光反应速率  $k_3$ ).可以看出,此时光栅对 e 光和 o 光的透过率曲线与衍射效率达到峰值时的情况很相似.因此,加入紫光后,不但再现光偏振对衍射效率稳定值的调制变为正向余弦调制,而

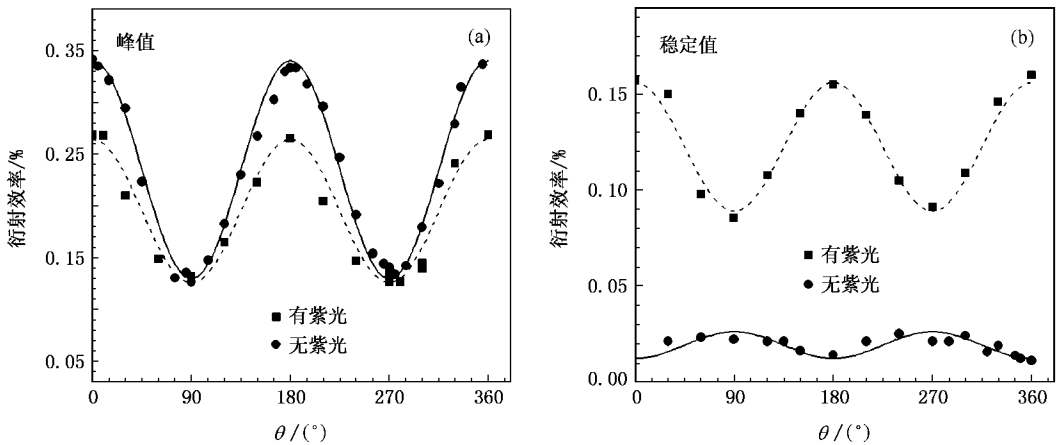


图5 有紫光和无紫光作用时再现光偏振方向对衍射效率的影响 (a) 衍射效率峰值调制曲线;(b) 衍射效率稳定值调制曲线

且衍射效率也大大提高了.

## 5. 结 论

同线偏振的物光和参考光在菌紫质薄膜上记录光栅,不同偏振方向的再现光读出时,偏振方向与记录光偏振方向成  $\theta$  角的再现光的衍射效率为  $\eta(\theta) = \eta_e \cos^2 \theta + \eta_o \sin^2 \theta$ .再现光偏振方向对衍射效率峰值产生了正向余弦调制,而对衍射效率稳定值产生

了反向余弦调制.这是因为当衍射效率达到峰值时,  $\eta_e > \eta_o$ ,而当衍射效率达到稳定值时,  $\eta_e < \eta_o$ .加入辅助紫光能抑制光栅的饱和,使得衍射效率达到稳定值时亦有  $\eta_e > \eta_o$ ,从而使得再现光偏振对衍射效率稳定值的调制由反向余弦调制变为正向余弦调制,并且衍射效率稳定值得到大大提高.

感谢德国 Marburg 大学 Norbert Hampf 教授提供 BR-D96N 菌紫质薄膜样品.

- [1] Hampf N 2000 *Chem. Rev.* **100** 1755
- [2] Hampf N, Bräuchle C, Oesterhelt D 1990 *Biophys. J.* **58** 83
- [3] Yao B L, Zheng Y, Wang Y L, Lei M, Chen G F, Hampf N 2003 *Opt. Comm.* **218** 125
- [4] Zhang C P, Gu L Q, Chen G Y, Guo Z X, Fu G H, Zhang G Y, Zhang T H, Li Y D, Song Q W 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 2161
- [5] Chen G Y, Yuan Y Z, Liang X, Xu T, Zhang C P, Song Q W 2006 *Chin. Phys.* **15** 2007
- [6] Okada-Shudo Y, Jonathan, Roosen G 2002 *Opt. Eng.* **41** 2083
- [7] Aranda F G, Garimella R, McCarthy N F 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 599
- [8] Gu L Q, Chen G Y, Guo Z X, Zhang C P, Tian J G, Zhang G Y, Song Q W 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 4236 (in Chinese)[顾立群、陈桂英、郭宗霞、张春平、田建国、张光寅、Q. W. Song 2004 物理学报 **53** 4236]
- [9] Zheng Y, Yao B L, Wang Y L, Lei M, Menke N, Chen G F, Hampf N 2004 *Sci. Chin.* (Ser. G) **47** 284
- [10] Ren Z W, Yao B L, Menke N, Wang Y L, Zheng Y, Lei M, Chen G F 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2699 (in Chinese)[任志伟、姚保利、门克内木乐、王英利、郑媛、雷铭、陈果夫 2005 物理学报 **54** 2699]
- [11] Hampf N, Juchem T 2004 *Opt. Lett.* **29** 2911
- [12] Wang Y L, Yao B L, Menke N, Ren Z W, Lei M, Ren L Y 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5200 (in Chinese)[王英利、姚保利、门克内木乐、任志伟、雷铭、任立勇 2006 物理学报 **55** 5200]
- [13] Kilosanidze B, Kakauridze G 2007 *Appl. Opt.* **46** 1040
- [14] Korchemskaya E Ya, Stepanchikov D A, Dyukova T V 2000 *Opt. Mat.* **14** 185
- [15] Yu M W 1996 *Optical holography and its applications* (Beijing:

Beijing Institute of Technology Press) p216 [ 于美文 1996 光全息学及其应用(北京 北京理工大学出版社 第 216 页 ]

[ 16 ] Korchemskaya E Ya , Stepanchikov D A , Druzhko A B , Dyukova T V 1999 *J. Biolog. Phys.* **24** 201

# Modulation of the azimuth of polarization of reconstruction beam on the diffraction efficiency of anisotropic gratings recorded in bacteriorhodopsin films by two parallel linearly polarized beams<sup>\*</sup>

Gao Peng<sup>1,2)</sup> Yao Bao-Li<sup>1)†</sup> Han Jun-He<sup>1,2)</sup> Chen Li-Ju<sup>1,2)</sup> Wang Ying-Li<sup>1)</sup> Lei Ming<sup>1)</sup>

1 *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics , Xi 'an Institute of Optics and Precision Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Xi 'an 710119 , China )*

2 *Graduate School , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China )*

( Received 12 June 2007 ; revised manuscript received 29 August 2007 )

## Abstract

When the linearly polarized object and reference beams with the same polarization direction are used for recording gratings in bacteriorhodopsin films , the azimuth of polarization of the reconstruction beam has an influence on the diffraction efficiency. By using Jones matrices to analyze this phenomenon , we find that the azimuth of polarization of the reconstruction beam makes a cosine modulation on the diffraction efficiency. The diffracted beam is linearly polarized only when the polarization of the reconstruction beam is parallel or perpendicular to that of the recording beams ; otherwise , the diffracted beam becomes elliptically polarized. The azimuth of polarization of the reconstruction beam produces a positive cosine modulation on the peak diffraction efficiency , but a negative cosine modulation on the steady diffraction efficiency ( with phase difference  $\pi$  ). By adding auxiliary violet light during grating formation , the saturation of the grating can be restrained ; as a result , the negative cosine modulation of the steady diffraction efficiency changes to the positive cosine modulation and also the steady diffraction efficiency is increased apparently.

**Keywords :** bacteriorhodopsin , photoinduced anisotropy , diffraction efficiency , Jones matrix

**PACC :** 4240E , 4270J , 4225J , 4225F

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60678023 and 60337020 ).

<sup>†</sup> Corresponding author ; E-mail : yaobl@opt. ac . cn