

一种新的体视假彩色显微镜成像机理分析

陈冠英 历树忠

(西北师范大学物理系, 兰州 730070)

(1998 年 4 月 14 日收到; 1998 年 6 月 30 日收到修改稿)

提出一种新的体视假彩色显微镜实时显示装置; 利用部分相干光成像理论, 分析了该装置的体视假彩色成像机理. 分析结果表明: 非相干光入射时, 在一定条件下, 假彩色像反映了输入物函数相位变化率分布的情况.

PACC: 0760P; 4230

1 引 言

基于人眼对颜色图像比灰度图像有更敏锐的辨识能力的特点, 多年来许多学者提出了多种使灰度图像假彩色化的方法, 其中包括全息技术、半色调屏和空间滤波等, 同时也提出了相位图像的假彩色编码方法^[1-4]. 但将这些方法应用到光路长度仅有几十厘米的光学显微镜中, 直接实现对振幅和相位物体显微组织的假彩色实时观察须作必要的改进. 本文提供的装置, 不但观察到了显微样品的假彩色图像, 而且有较强的体视效果. 本文主要目的是对该装置的体视假彩色成像机理用部分相干光理论作出分析.

2 原 理

图 1 为实验中所使用的体视假彩色光学显微镜实时显示装置的光原理图. S 是白光光源, L_1 是聚光透镜, P_1 是物平面, L_2 是显微镜物镜, P_2 是显微物镜的成像面(同时也是分色光栅所在处), L_3 是傅里叶变换透镜, P_3 为频谱面, 放置一个大小、位置可调的矩孔滤波器, P_4 为二次成像面, L_4 是显微目镜. 为了分析简单起见, 设光源 S 为均匀分布的非相干圆形光源. S 经聚光镜 L_1 成像于输入物平面 (ξ, η) 上, 根据 Van-Cittert-Zernike 定理, 就某一入射的准单色波长 λ 的光而言, 物函数 $t(\xi, \eta)$ 的互强度可表示为^[5]

$$J_0(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) = I_0 \frac{2J_1\left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0} \sqrt{(\xi_2 - \xi_1)^2 + (\eta_2 - \eta_1)^2}\right)}{2\pi\sigma/\lambda z_0} t(\xi_1, \eta_1) t^*(\xi_2, \eta_2), \quad (1)$$

其中 J_1 为一阶贝塞尔函数, σ 为聚光镜出瞳半径, z_0 为聚光镜出瞳到物平面 P_1 的距离(如果光源处于聚光镜的前焦平面上, 情况也是相同的^[5]). 物函数通过显微物镜成像于 $(\tilde{\xi}, \tilde{\eta})$ 平面, 在等晕区内, 互强度为

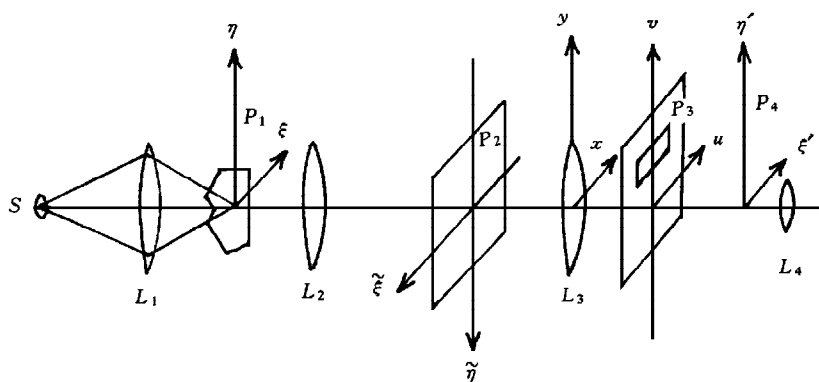


图1 体视假彩色显示系统

$$J_i(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) = \int d\tilde{\xi}_1 d\tilde{\eta}_1 d\tilde{\xi}_2 d\tilde{\eta}_2 J_0(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) K(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) K^*(\tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2; \tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1), \quad (2)$$

K 是振幅扩散函数. 如果忽略显微物镜孔阑的影响, K 可表示为

$$K(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}; \xi, \eta) = C\delta(\tilde{\xi} - M\xi, \tilde{\eta} - M\eta), \quad (3)$$

其中 C 是常量, M 为显微物镜的放大率.

在 $(\tilde{\xi}, \tilde{\eta})$ 像面上附加一调制频率为 ν_0 的相位光栅. 如用正弦光栅, 则光栅的振幅透射率可用第一类贝塞耳函数表示

$$G(\tilde{\xi}) = \exp(j A \sin 2\pi \nu_0 \tilde{\xi}) = \sum J_p(A) \exp(j p 2\pi \nu_0 \tilde{\xi}), \quad (4)$$

那么, 通过光栅后的互强度

$$J'_0(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) = J_i(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) G(\tilde{\xi}_1) G^*(\tilde{\xi}_2). \quad (5)$$

将(1)–(4)式代入(5)式, 计算后得

$$\begin{aligned} J'_0(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) &= I'_0 \frac{2J_1(\rho \sqrt{(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1)^2 + (\tilde{\eta}_2 - \tilde{\eta}_1)^2})}{\rho} t(\tilde{\xi}_1/M, \tilde{\eta}_1/M) t^*(\tilde{\xi}_2/M, \tilde{\eta}_2/M) \\ &\times \sum_p \sum_q J_p(A) J_q(A) \exp[j 2\pi \nu_0 (p\tilde{\xi}_1 - q\tilde{\xi}_2)], \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$I'_0 = \frac{C^2}{M^4} I_0, \quad \rho = \frac{2\pi \sigma}{\lambda z_0 M}. \quad (7)$$

再经过傅里叶变换透镜 L_3 , 在其后焦面 (u, v) 上的互强度可根据变换透镜通光特性和互强度传播定理推出^[6] (为推导简单起见, 取物距等于变换透镜焦距的两倍)

$$\begin{aligned} J_i(u_1, v_1; u_2, v_2) &= \frac{1}{(2f\lambda)^2} \frac{1}{(f\lambda)^2} \exp\left\{-j \frac{\pi}{f\lambda} [(u_2^2 + v_2^2) - (u_1^2 + v_1^2)]\right\} \\ &\times \int d\tilde{\xi}_1 d\tilde{\eta}_1 d\tilde{\xi}_2 d\tilde{\eta}_2 J'_0(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left\{ -j \frac{\pi}{2\lambda f} [(\tilde{\xi}_2^2 + \tilde{\eta}_2^2) - (\tilde{\xi}_1^2 + \tilde{\eta}_1^2)] \right\} \\ & \times \int d x_1 d y_1 d x_2 d y_2 P(x_1, y_1) P^*(x_2, y_2) \exp \left\{ -j \frac{\pi}{2\lambda f} [(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2)] \right\} \\ & \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f} [x_2(2u_2 + \tilde{\xi}_2) + y_2(2v_2 + \tilde{\eta}_2) - x_1(2u_1 + \tilde{\xi}_1) - y_1(2v_1 + \tilde{\eta}_1)] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

如果忽略傅里叶变换透镜孔阑及像差的影响,即取

$$P(x, y) = P^*(x, y) = 1, \quad (9)$$

则后一四重积分,利用傅里叶变换关系式

$$\int \exp(\pm j\pi x^2) \exp(\mp j2\pi vx) dx = \exp\left(\pm j \frac{\pi}{4}\right) \exp(\mp j\pi v^2), \quad (10)$$

可方便地计算出来.

$$\begin{aligned} & \int d x_1 d y_1 d x_2 d y_2 \exp \left\{ -j \frac{\pi}{2\lambda f} [(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2)] \right\} \\ & \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f} [x_2(2u_2 + \tilde{\xi}_2) + y_2(2v_2 + \tilde{\eta}_2) - x_1(2u_1 + \tilde{\xi}_1) - y_1(2v_1 + \tilde{\eta}_1)] \right\} \\ & = (2\lambda f)^2 \exp \left\{ j \frac{\pi}{2\lambda f} [(2u_2 + \tilde{\xi}_2)^2 + (2v_2 + \tilde{\eta}_2)^2 - (2u_1 + \tilde{\xi}_1)^2 - (2v_1 + \tilde{\eta}_1)^2] \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

将(4),(5)和(11)式代入(8)式,整理后得

$$\begin{aligned} J_i(u_1, v_1; u_2, v_2) &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f} [(u_2^2 + v_2^2) - (u_1^2 + v_1^2)] \right\} \int \sum \sum J_p(A) J_p(A) \\ & \times \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda f} [(u_2 - \lambda f v_0 q) \tilde{\xi}_2 - (u_1 - \lambda f v_0 p) \tilde{\xi}_1] \right\} \\ & \times J_i(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (v_2 \tilde{\eta}_2 - v_1 \tilde{\eta}_1) \right] d \tilde{\xi}_1 d \tilde{\eta}_1 d \tilde{\xi}_2 d \tilde{\eta}_2. \quad (12) \end{aligned}$$

由于光瞳作用,使显微物镜像面上的函数 J_i 实际为一带限函数,故其傅里叶变换 $F\{J_i\}$ 具有紧凑底座,当函数 J_0 被光栅抽样(调制)后成为 J'_0 ,其傅里叶变换 $F\{J'_0\}$ 就成为离散的谱函数,选取适当焦距 f 的变换透镜和抽样光栅频率 ν_0 ,使 $\lambda f \nu_0$ 大于 $F\{J_i\}$ 的全宽度 w ,则各离散谱将不发生重叠.如果选一矩孔滤波器,其参数 a, b 满足(如图2)

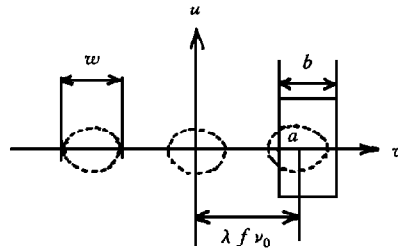


图2 矩孔滤波器使正一级谱的部分谱通过

$$\begin{cases} \lambda f \nu_0 - \frac{w}{2} < |a| < \lambda f \nu_0 + \frac{w}{2}; \\ b \approx w, \end{cases} \quad (13)$$

则该矩孔滤波器对第一级谱而言,振幅透射率可用阶跃函数表示

$$H(u, v) = \text{step}(u - a). \quad (14)$$

这样,经过矩孔滤波器滤波后,只能有一级谱的部分谱通过(利用几何光学中的光线追迹法可以证明:该处理方法的结果对应于显微镜斜射照明情况,所以最后的输出像具有体视

感), 互强度可表示为

$$\begin{aligned}
 J_i(u_1, v_1; u_2, v_2) &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda f} [(u_2^2 + v_2^2) - (u_1^2 + v_1^2)] \right\} \\
 &\times \int J_1^2(A) H(u_1, v_1) H^*(u_2, v_2) \\
 &\times \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda f} [(u_2 - \lambda f v_0) \tilde{\xi}_2 - (u_1 - \lambda f v_0) \tilde{\xi}_1] \right\} \\
 &\times J_i(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (v_2 \tilde{\eta}_2 - v_1 \tilde{\eta}_1) \right] d\tilde{\xi}_1 d\tilde{\eta}_1 d\tilde{\xi}_2 d\tilde{\eta}_2.
 \end{aligned} \quad (15)$$

再利用互强度传播定理, 在近轴条件下, 可得到最后像面上的光强分布(采用反射坐标系 \$(\xi', \eta')\$)

$$\begin{aligned}
 I(\xi', \eta') &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \int J_i(u_1, v_1; u_2, v_2) \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda f} [(u_2^2 + v_2^2) - (u_1^2 + v_1^2)] \right\} \\
 &\times \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda f} [(u_2 - u_1) \xi' + (v_2 - v_1) \eta'] \right\} du_1 dv_1 du_2 dv_2,
 \end{aligned} \quad (16)$$

将(15)式代入上式, 二次相位因子刚好相消, 再将(14)式带入, 整理后得

$$\begin{aligned}
 I(\xi', \eta') &= \frac{1}{(\lambda f)^4} \int du_1 dv_1 du_2 dv_2 \int d\tilde{\xi}_1 d\tilde{\eta}_1 d\tilde{\xi}_2 d\tilde{\eta}_2 J_i(\tilde{\xi}_1, \tilde{\eta}_1; \tilde{\xi}_2, \tilde{\eta}_2) \\
 &\times J_1^2(A) \text{step}(u_1 - \alpha) \text{step}^*(u_2 - \alpha) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1) \lambda f v_0 \right] \\
 &\times \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda f} [(\tilde{\xi}_2 - \xi') u_2 + (\tilde{\eta}_2 - \eta') v_2 - (\tilde{\xi}_1 - \xi') u_1 - (\tilde{\eta}_1 - \eta') v_1] \right\}.
 \end{aligned} \quad (17)$$

改变积分次序, 先对 \$(u, v)\$ 频谱面积分

$$\begin{aligned}
 &\int \text{step}(u_1 - \alpha) \text{step}^*(u_2 - \alpha) \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda f} [(\tilde{\xi}_2 - \xi') u_2 + (\tilde{\eta}_2 - \eta') v_2 \right. \\
 &\quad \left. - (\tilde{\xi}_1 - \xi') u_1 - (\tilde{\eta}_1 - \eta') v_1] \right\} du_1 dv_1 du_2 dv_2 \\
 &= \frac{(\lambda f)^4}{4} \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1) \alpha \right] \delta(\tilde{\eta}_1 - \eta') \delta(\tilde{\eta}_2 - \eta') \\
 &\times \left[\delta(\tilde{\xi}_1 - \xi') \delta(\tilde{\xi}_2 - \xi') + \frac{1}{\pi^2 (\tilde{\xi}_1 - \xi') (\tilde{\xi}_2 - \xi')} + \frac{\delta(\tilde{\xi}_2 - \xi')}{j\pi (\tilde{\xi}_1 - \xi')} - \frac{\delta(\tilde{\xi}_1 - \xi')}{j\pi (\tilde{\xi}_2 - \xi')} \right],
 \end{aligned} \quad (18)$$

把上式代入(17)式, 并将物函数用下式表示:

$$t(\xi, \eta) = T(\xi, \eta) \exp[jkm(\xi, \eta)], \quad (19)$$

最后可推出输出像面上的光强分布表达式为

$$\begin{aligned}
 I(\xi', \eta') &= \frac{I_0'}{4} J_1^2(A) \\
 &\times \left\{ T^2 \left(\frac{\xi'}{M}, \frac{\eta'}{M} \right) + \frac{1}{\pi^2} \int \frac{2J_1(\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1))}{\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1)} \frac{t(\tilde{\xi}_1/M, \eta'/M) t^*(\tilde{\xi}_2/M, \eta'/M)}{(\tilde{\xi}_1 - \xi')(\tilde{\xi}_2 - \xi')} \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\alpha - \lambda f u_0) (\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1) \right] d\tilde{\xi}_1 d\tilde{\xi}_2 \\
& + \frac{2}{\pi} \int \frac{2J_1 \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi') \right)}{\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi')} \frac{T(\xi'/M, \eta'/M) T(\tilde{\xi}/M, \eta'/M)}{(\tilde{\xi} - \xi')} \\
& \times \sin \left[km \left(\frac{\tilde{\xi}}{M}, \frac{\eta'}{M} \right) - km \left(\frac{\xi'}{M}, \frac{\eta'}{M} \right) - \frac{2\pi}{\lambda f} (\alpha - \lambda f u_0) (\tilde{\xi} - \xi') \right] d\tilde{\xi} \Big\}, \quad (20)
\end{aligned}$$

式中等号右端第 3 项的推导中用到了欧拉公式和积分变量的交换。

3 分析与讨论

3.1 相干光入射近似下的光强分布

对相干光入射情况, (20) 式等号右端第 2, 3 项积分号内的复相干因子可认为是相同的, 且等于 1, 即

$$\frac{2J_1 \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1) \right)}{\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1)} = \frac{2J_1 \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi') \right)}{\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi')} = 1, \quad (21)$$

如果物函数是一个弱相位物体, 且经显微物镜成像后仍是弱相位的, 则有

$$t(\tilde{\xi}/M, \tilde{\eta}/M) \approx 1 + jkm(\tilde{\xi}/M, \tilde{\eta}/M), \quad (22)$$

$$\begin{aligned}
& \sin[km(\tilde{\xi}/M, \eta'/M) - km(\xi'/M, \eta'/M)] \\
& \approx km(\tilde{\xi}/M, \eta'/M) - km(\xi'/M, \eta'/M), \quad (23)
\end{aligned}$$

将(21)–(23)式代入(20)式, 并取: $\alpha = \lambda f u_0$, 经计算可得

$$\begin{aligned}
I(\xi', \eta') &= \frac{I_0}{4} J_1^2(A) \left[1 + \left(\frac{1}{\pi} \int \frac{d\tilde{\xi}}{\tilde{\xi} - \xi'} \right)^2 \right. \\
& \quad \left. + \frac{2k}{\pi} \int \left[\frac{m(\tilde{\xi}/M, \eta'/M) - m(\xi'/M, \eta'/M)}{\tilde{\xi} - \xi'} \right] d\tilde{\xi} \right], \quad (24)
\end{aligned}$$

这正是 Foucault 刀口滤波法相干光衍射理论的结果, 与文献[7]结论相同。

3.2 非相干光入射近似下的光强分布

对非相干光入射情况, 适当选取聚光镜的孔径光阑和焦距, 物平面上虽有一定的相干性, 但 $\lambda z_0 M/\sigma$ 却远小于人眼通过显微目镜对像平面 (ξ', η') 观察的分辨极限。这样, (20) 式等号右端第 3 项积分号内的复相干因子的准确形状是无关紧要的, 可以近似认为

$$\frac{2J_1 \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi') \right)}{\frac{2\pi\sigma}{\lambda z_0 M} (\tilde{\xi} - \xi')} \approx C\delta(\tilde{\xi} - \xi'), \quad (25)$$

其中 C 是一个与波长有关的常量^[6]。

对于(20)式等号右端第2项积分号内的复相干因子可近似认为

$$\frac{2J_1(\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1))}{\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1)} \approx B(\text{常量}), \quad (26)$$

这是由于正弦相位光栅在显微物镜成像面上的调制作用,使该像面上的精细空间结构以光栅常量 ν_0^{-1} 来衡量. 如果将该像面分成若干个相干小区域,则每个相干小区域内经光栅调制的像面函数在傅里叶变换透镜的频谱面上形成的离散谱是重合的. 所以,对每个相干小区域而言,入射光波的互强度可近似认为是相同的. 例如,按相干范围的定义

$$\frac{2J_1(\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1))}{\rho(\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1)} \geq \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (27)$$

当取 $\lambda = 5 \times 10^{-4} \text{ mm}$, $\sigma = 2 \text{ mm}$, $z_0 = 5 \text{ mm}$, $M = 45$ 时, $\tilde{\xi}_2 - \tilde{\xi}_1 \leq 0.015 \text{ mm}$. 若光栅频率 $\nu_0 = 160 \text{ mm}^{-1}$, 则可认为该像面上每个相干小区域内含有 2.4 条光栅缝. 将(25), (26)两式代入(20)式可推得

$$\begin{aligned} I(\xi', \eta') = & \frac{I'_0}{4} J_1^2(A) \left\{ T^2(\xi'/M, \eta'/M) \right. \\ & + B \left[\frac{1}{\pi} \int \frac{t(\tilde{\xi}/M, \eta'/M)}{(\tilde{\xi} - \xi')} \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\alpha - \lambda f \nu_0) \tilde{\xi} \right] d\tilde{\xi} \right]^2 \\ & \left. + \frac{2k}{\pi} CT^2(\xi'/M, \eta'/M) \left[\frac{d}{d\xi} m(\xi'/M, \eta'/M) - \frac{1}{f} (\alpha - \lambda f \nu_0) \right] \right\}, \quad (28) \end{aligned}$$

说明输出像面上的光强分布不但与物函数的光强分布有关,而且与物函数的相位变化率分布有关(即上式等号右端花括号内的第3项).

3.3 假彩色像的产生

由于光栅的分色作用,使得非相干光入射时在傅里叶变换透镜谱面 P_3 上的一级谱成为色散谱,适当调整矩孔滤波器的大小和位置,就可使某一颜色波长的谱只有一部分通过(如满足 $\lambda_y = \alpha/f\nu_0$ 的黄光),而另一颜色波长的谱却可全部通过(如满足 $\lambda_r = (\alpha + W/2)/f\nu_0$ 的红光),它们在最后的输出像面上是非相干的光强度叠加. 对黄光,光强度分布为

$$\begin{aligned} I_y(\xi', \eta') = & \frac{I'_0}{4} J_1^2(A) \left\{ T^2(\xi'/M, \eta'/M) + B \left[\frac{1}{\pi} \int \frac{t(\tilde{\xi}/M, \eta'/M)}{(\tilde{\xi} - \xi')} d\tilde{\xi} \right]^2 \right. \\ & \left. + \frac{2k}{\pi} CT^2(\xi'/M, \eta'/M) \left[\frac{d}{d\xi} m(\xi'/M, \eta'/M) \right] \right\} \quad (29) \end{aligned}$$

$$\text{或} \quad I_y = I_{0y} + I_{1y} + I_{2y} \frac{dm}{d\xi}, \quad (30)$$

其中 I_{0y} 、 I_{1y} 、 I_{2y} 分别代表(29)式等号右端花括号内的第1, 2, 3项的相应值. 对红光,输出的光强度分布为(将 $H(u, v) = 1$ 带入(17)式不难推得)

$$I_r = I'_0 J_1^2(A) = I_{0r}, \quad (31)$$

最后得到输出像面上的光强分布

$$I(\xi', \eta') = I_{0r} + I_{0y} + I_{1y} + I_{2y} \frac{dm}{d\xi'}. \quad (32)$$

由此可见,只要物函数的相位变化率足够大,对纯相位物体就会出现按相位变化率特征分布的假彩色图像.当然,这里分析的是一种理想情况,实际上还有红黄光之间的其他波长的部分光谱也对输出的光强分布有贡献.实验表明,采用高压汞灯或白光点光源照明,假彩色现象是很明显的.

3.4 假彩色图像的反转

如果矩孔滤波器只让蓝光的全部谱和绿光的二分之一谱通过,即对绿光的一级谱而言,谱函数为

$$H(u, v) = \text{step}\left(\frac{u - a - b}{-1}\right), \quad a = \lambda_g f v_0, \quad (33)$$

带入(17)式计算后得

$$\begin{aligned} I_g(\xi', \eta') &= \frac{I_0'}{4} J_1^2(A) \left\{ T^2(\xi'/M, \eta'/M) + B \left[\frac{1}{\pi} \int \frac{t(\tilde{\xi}'/M, \eta'/M)}{(\tilde{\xi} - \xi')} d\tilde{\xi} \right]^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{2k}{\pi} CT^2(\xi'/M, \eta'/M) \left[\frac{d}{d\xi'} m(\xi'/M, \eta'/M) \right] \right\} \\ &= I_{0g} + I_{1g} - I_{2g} \frac{dm}{d\xi'}. \end{aligned} \quad (34)$$

在最后的输出像面上与蓝光的光强值叠加

$$I(\xi', \eta') = I_{0b} + I_{0g} + I_{1g} - I_{2g} \frac{dm}{d\xi'}. \quad (35)$$

上式与(32)式比较,等号右端第4项反号.说明,当前3项大小与第4项可比时,会出现图像反转情况,即:红黄光谱通过时,图像的凸起部分变为蓝绿光谱通过时的凹陷部分,这一点在实验上已得到验证.我们用一浮雕型相位光栅(30 mm^{-1})作为输入物体(该光栅在普通显微镜下未见任何图像,在暗场显微镜下隐约可见条纹),经图1装置观察体视假彩色图像($M=45$),不仅可清楚地分辨光栅条纹,光栅条纹的形貌以及部分条纹缺陷也清晰可见,而且浮雕的光栅条纹凸起部分和凹陷部分显示出不同的颜色,其颜色与滤波器矩形小孔的通光波长范围有关,或呈蓝绿间隔的周期性彩色条纹,或呈黄红间隔的周期性彩色条纹,并且,两种条纹有明显的凹凸反转现象.

4 结 论

用部分相干光成像理论,分析了图1所示的体视假彩色显微镜成像系统^[8].分析结果表明,相干光入射近似时,与文献[7]推出的结果相同;非相干光入射近似时,当聚光镜的孔径光阑和焦距取值适当、人眼通过目镜对像面观察的分辨极限又远大于 $\lambda z_0 M/\sigma$ 时,输入物函数中有关物体的相位信息就不会全部丢失,将包含在输出的体视假彩色图像中,该图像的色彩随矩孔滤波器通光波长范围的变化而变化,而且随着色彩的变化,有些图像有明显的凹凸反转现象.详细实验情况另文报道.

- [1] F. T. S. Yu *et al.*, *Appl. Opt.*, **19**(1980), 2986.
- [2] S. T. Wu, F. T. S. Yu, *Appl. Opt.*, **20**(1981), 4082.
- [3] T. H. Chao, H. K. Liu, *Opt. Eng.*, **27**(1988), 393.
- [4] O. P. Bajpal, P. Meenakshisundaram, *Appl. Opt.*, **32**(1993), 5686.
- [5] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, (6th ed.) (Pergamon Press, Oxford, 1980), p. 522.
- [6] J. W. Goodman, *Statistical optics* (New York, John Wiley and Sons, 1985) chap5, 7.
- [7] R. G. Wilson, *Appl. Opt.*, **14**(1975), 2286.
- [8] Chen Guan-ying, *Invent Patent Bulletin*, **45**(1997), p. 58 (CN 1164034A, (in Chinese)).

ANALYSIS OF IMAGE-FORMING MECHANISM FOR A NOVEL STEREO PSEUDO COLOR MICROSCOPE

CHEN GUAN-YING LI SHU-ZHONG

(*Department of Physics, Northwest Normal University, Lanzhou 730070*)

(Received 14 April 1998; revised manuscript received 30 June 1998)

ABSTRACT

A novel stereo pseudo color real-time image-forming system of microscope is presented, and its cause is analyzed by the theory of partially coherent light. The analytic result shows that the distribution information about phase change of the input object function, under given conditions, is reflected in the output stereo pseudo color image while an incoherent light illuminates.

PACC: 0760P; 4230