中国激光
第16卷 第6期

光学图像位相调制密度彩色化色彩的实时调试

周 焜 陈祯培 钟永碧
（四川大学物理系）

Real-time color debugging of optical images pseudocoloring density with phase modulation

Zhou Kun, Chen Zhenpei, Zhong Yongbi
(Department of Physics, Sichuan, University, Chengdu)

提要：阐述了光学图像位相调制密度彩化实时调试的一种新方法，严格论证了色彩实时调试的基本原理，进行了实验证明。

关键词：位相调制，假彩色，编码位相片

一、引 言

“光学图像位相调制彩色化新技术”[1~4]是图像按密度彩色化的一种新方法。其优点是色饱和度高，图像清晰，亮度高。因而具有良好的使用价值。

图像的彩色情况随编码位相片的调制深浅而定。已作好的编码位相片的色彩输出还依所取级次而异。对应某一密度已作好的编码位相片，当取零级或偶数级输出，基本为一种色调；当取奇数级时，基本为零级输出的互补色。彩色情况不能实时连续改变，这给使用上带来一定的不便。

本文阐述的方法，是将光栅与编码位相片平行密接，然后轻微平移光栅，即可连续随意调节编码位相片的彩色输出特性。它更加完善了“光学图像位相调制密度彩色化”这一新技术。文章将从不同角度严格论证双光栅法的调色原理，并对各理论分析分别进行实验证明。

二、基本原理

将一制作好的编码位相片与同一空间频率的黑白矩形光栅（或位相光栅）重叠置于白光信息处理系统的输入面，并仔细调整使二光栅方向严格平行，此时在系统输出面得到编码位相片的密度彩色化图像。再仔细连续平移黑白光栅，输出图像色彩将连续发生变化，直至色调令人满意时，停止平移，即得一幅较好的彩色图像。显然，此彩色变化仍有周期性，其周期与光栅周期相同。

2.1 干涉分析

为简便，设黑白光栅及编码位相片周期为 a，宽度

$$b=\frac{a}{2},$$

并仅考虑编码位相片中原密度为常数的一个

收稿日期：1987年12月30日。

小区域，它对应单一色调。

图1中，(A)为黑白矩形光栅，(B)为同周期的编码位相片，其光栅方向严格平行，但有移位值x_0。(C)为二者重叠后的复振幅透射率分布示意图。由(C)图可见，在黑白光栅不透光部份仍是不透光，透光部份具有位相差$\varphi_1-\varphi_2$。

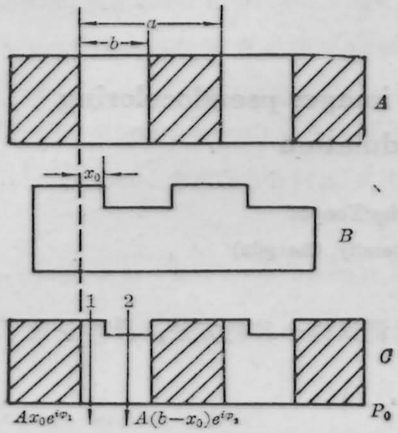

图 1

设平行单色垂直入射波振幅为$A_0(\lambda)$，透过重叠片后，光束1、2在平面P_0直透部份的复振幅分布为$A_1(\lambda)e^{i\varphi_1}$，$A_2(\lambda)e^{i\varphi_2}$。此二光线将会相干叠加。由于是位相片，可设$A_1=A_2=A$。光束1宽度为$x_0$，光束2宽度为$b-x_0$，故光束1、2之复振幅实际应为$A(\lambda)x_0e^{i\varphi_1}$，$A(\lambda)(b-x_0)e^{i\varphi_2}$，相干叠加后的复振幅为$A(\lambda)[x_0e^{i\varphi_1}+(b-x_0)e^{i\varphi_2}]$，故输出强度：

$$\begin{aligned} I_0(\lambda,\varphi,x_0)&=A^2(\lambda)[x_0e^{i\varphi_1}+(b-x_0)e^{i\varphi_2}]\\ &\quad\times[x_0e^{-i\varphi_1}+(b-x_0)e^{-i\varphi_2}]\\ &=A^2(\lambda)[x_0^2+(b-x_0)^2\\ &\quad+2x_0(b-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2)] \end{aligned} \tag{1}$$

式中$\varphi_1-\varphi_2=\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta d$，$\Delta d$为$\Delta\varphi$对应的光程差。

从(1)式看出，单色输出强度是$\Delta\varphi$和x_0的函数。因$\Delta\varphi$反映了原片密度变化[1~4]，当用白光入射，则实现了密度假彩色化。且当$\Delta\varphi$由原片密度及调制过程确定后，输出强度则是x_0的二次函数，故连续改变x_0即可连续改变色彩输出，从而实现颜色的实时调节。公式(1)反映了零级输出特性。

2.2 傅里叶频谱分析

为了便于得到普遍性的结果，宜采用傅里叶频谱分析方法。由于实际上是二光栅平行密接，故首先应写出密接后的总复振幅透射率公式，再由傅里叶变换求频谱，求强度。设光栅周期为a，宽度为b，其单元振幅透射率为t_1、t_2；编码位相片且有$b>\frac{a}{2}$，单元振幅透射率为t_3、t_4。移位为x_0，如图2所示。

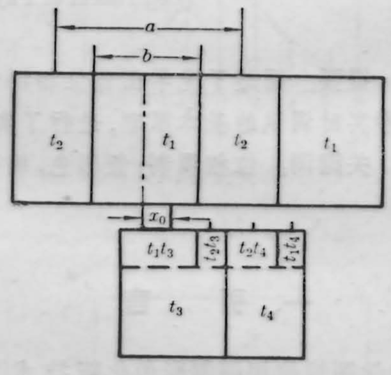

图 2

在区段$0\leqslant x_0\leqslant a-b$（见图2），移位$x_0$使物分成了$t_1t_3$，$t_2t_3$，$t_2t_4$，$t_1t_4$四个部分，故在此区段内总单元振幅透射率：

$$\begin{aligned} t_A(x)&=t_1t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{x_0}{2}}{b-x_0}\right)\\ &\quad+t_2t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{b+x_0}{2}}{x_0}\right)\\ &\quad+t_2t_4\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a+x_0}{2}}{a-b-x_0}\right)\\ &\quad+t_1t_4\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{2a-b+x_0}{2}}{x_0}\right) \end{aligned}$$

在区段$a-b\leqslant x_0\leqslant b$，类似推导得：

$$t_B(x)=t_1t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{x_0}{2}}{b-x_0}\right)$$

$$+t_2t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a}{2}}{a-b}\right)$$

$$+t_1t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a+x_0}{2}}{b-a+x_0}\right)$$

$$+t_1t_4\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a+2x_0}{2}}{a-b}\right)$$

在区段 $b\leqslant x_0\leqslant a$,

$$t_C(x)=t_2t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a-b+x_0}{2}}{a-x_0}\right)$$

$$+t_1t_3\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a+x_0}{2}}{x_0-a+b}\right)$$

$$+t_1t_4\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{a+b+x_0}{2}}{a-x_0}\right)$$

$$+t_2t_4\,\mathrm{rect}\left(\frac{x-\frac{2a+x_0}{2}}{x_0-b}\right)$$

故重叠后总振幅透射率

$$t(x)=[t_A(x)+t_B(x)+t_C(x)]$$

$$*\frac{1}{a}\mathrm{comb}\left(\frac{x}{a}\right)\qquad(2)$$

对(2)式进行傅里叶变换得总傅里叶频谱:

$$T(u)=\mathscr{F}\{t(x)\}$$

$$=T_A(u)+T_B(u)+T_C(u)\qquad(3)$$

其中

$$T_A(u)=\left\{t_1t_3(b-x_0)\mathrm{sinc}\left(\frac{b-x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi x_0\frac{n}{a}}\right.$$

$$+t_2t_3x_0\mathrm{sinc}\left(\frac{x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi(b+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$+t_2t_4(a-b-x_0)$$

$$\times\mathrm{sinc}\left(\frac{a-b-x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi(a+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$\left.+t_1t_4x_0\mathrm{sinc}\left(\frac{x_0}{a}n\right)e^{i\pi(2a-b+x_0)\frac{n}{a}}\right\}$$

$$\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta\left(u-\frac{n}{a}\right)\quad(0\leqslant x_0\leqslant a-b);$$

$$T_B(u)=\left\{t_1t_3(b-x_0)\mathrm{sinc}\left(\frac{b-x_0}{a}n\right)e^{i\pi x_0\frac{n}{a}}\right.$$

$$+t_2t_3(a-b)\mathrm{sinc}\left(\frac{a-b}{a}n\right)e^{i\pi n}$$

$$+t_1t_3(b-a+x_0)$$

$$\times\mathrm{sinc}\left(\frac{b-a+x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi(a+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$+t_1t_4(a-b)$$

$$\left.\times\mathrm{sinc}\left(\frac{a-b}{a}n\right)e^{i\pi(a+2x_0)\frac{n}{a}}\right\}$$

$$\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta\left(u-\frac{n}{a}\right)\quad(a-b\leqslant x_0\leqslant b);$$

$$T_C(u)=\left\{t_2t_3(a-x_0)\right.$$

$$\times\mathrm{sinc}\left(\frac{a-x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi(a-b+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$+t_1t_3(b-a+x_0)$$

$$\times\mathrm{sinc}\left(\frac{b-a+x_0}{a}\cdot n\right)e^{i\pi(a+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$+t_1t_4(a-x_0)$$

$$\times\mathrm{sinc}\left(\frac{a-x_0}{a}n\right)e^{i\pi(a+b+x_0)\frac{n}{a}}$$

$$+t_2t_4(x_0-b)$$

$$\left.\times\mathrm{sinc}\left(\frac{x_0-b}{a}\right)e^{i\pi(2a+x_0)\frac{n}{a}}\right\}$$

$$\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta\left(u-\frac{n}{a}\right)\quad(b\leqslant x_0\leqslant a)。$$

(1) 当 $n=0$ 时,零级傅里叶谱

$$T_0(u)=T_{0A}(u)+T_{0B}(u)+T_{0C}(u)\qquad(4)$$

其中 $T_{0A}(u)=[t_1t_3(b-x_0)+t_2t_3x_0$

$$+t_2t_4(a-b-x_0)$$

$$+t_1t_4x_0]\delta(u)$$

$$(0\leqslant x_0\leqslant a-b)$$

$$T_{0B}(u)=[t_1t_3(b-x_0)+t_2t_3(a-b)$$

$$+t_1t_3(b-a+x_0)$$

$$+t_1t_4(a-b)]\delta(u)$$

$$(a-b\leqslant x_0\leqslant b)$$

$$T_{0C}(u)=[t_2t_3(a-x_0)+t_1t_3(b-a+x_0)$$

$$+t_1t_4(a-x_0)$$

$$+t_2t_4(x_0-b)]\delta(u)$$

$$(b\leqslant x_0\leqslant a)$$

对零级傅里叶谱作逆傅里叶变换得零级像振

幅：

$$t_0'(x)=t_{0A}'(x)+t_{0B}'(x)+t_{0C}'(x) \tag{5}$$

其中：

$$t_{0A}'(x)=t_1t_3(b-x_0)+t_2t_3x_0+t_2t_4(a-b-x_0)+t_1t_4x_0 \quad (0\leqslant x_0\leqslant a-b)$$

$$t_{0B}'(x)=t_1t_3(b-x_0)+t_2t_3(a-b)+t_1t_3(b-a+x_0)+t_1t_4(a-b) \quad (a-b\leqslant x_0\leqslant b)$$

$$t_{0C}'(x)=t_2t_3(a-x_0)+t_1t_3(b-a+x_0)+t_1t_4(a-x_0)+t_2t_4(x_0-b) \quad (b\leqslant x_0\leqslant a)$$

设黑白矩形光栅与编码位相片平行重叠，即 $t_1=1$，$t_2=0$，$t_3=\alpha e^{i\varphi_1}$，$t_4=\beta e^{i\varphi_2}$，式中 $0<\alpha<1$；$0<\beta<1$，为相应振幅透射率的模，表示编码位相片还有一定吸收，这更符合实际情况，且 $b>\frac{a}{2}$。此时零级像振幅：

$$t_0'(x)=\begin{cases}\alpha(b-x_0)e^{i\varphi_1}+\beta x_0e^{i\varphi_2} & (0\leqslant x_0\leqslant a-b)\\ \alpha(2b-a)e^{i\varphi_1}+\beta(a-b)e^{i\varphi_2} & (a-b\leqslant x_0\leqslant b)\\ \alpha(b-a+x_0)e^{i\varphi_1}+\beta(a-x_0)e^{i\varphi_2} & (b\leqslant x_0\leqslant a)\end{cases}$$

零级像强度：

$$I_0(x)=t_0'(x)t_0'^{*}(x)=\begin{cases}\alpha^2(b-x_0)^2+\beta^2x_0^2+2\alpha\beta x_0(b-x_0)\times\cos(\varphi_1-\varphi_2) \quad (0\leqslant x_0\leqslant a-b)\\ \alpha^2(2b-a)^2+\beta^2(a-b)^2+2\alpha\beta(2b-a)(a-b)\cos(\varphi_1-\varphi_2)\\ (a-b\leqslant x_0\leqslant b)\\ \alpha^2(b-a+x_0)^2+\beta^2(a-x_0)^2+2\alpha\beta(b-a+x_0)(a-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2)\\ (b\leqslant x_0\leqslant a)\end{cases} \tag{6}$$

由(6)式可见，$I_0(x)$ 是 $\cos(\varphi_1-\varphi_2)$ 的函数，这与单块编码位相片一致，故可实现密度的彩色化。同时 $I_0(x)$ 又是 x_0 的函数，故不同 x_0 可改变彩色组合，从而实现色彩可调。

当 $\alpha=1$，$\beta=1$，即编码位相片无吸收时有：

$$I_0(x)=\begin{cases}(b-x_0)^2+x_0^2+2x_0(b-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2)\\ (0\leqslant x_0\leqslant a-b)\\ (2b-a)^2+(a-b)^2+2(2b-a)(a-b)\\ \times\cos(\varphi_1-\varphi_2) \quad (a-b\leqslant x_0\leqslant b)\\ (b-a+x_0)^2+(a-x_0)^2+2(b-a+x_0)\\ \times(a-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2) \quad (b\leqslant x_0\leqslant a)\end{cases} \tag{7}$$

最简单的情况是 $a=2b$，则

$$I_0(x)=\begin{cases}(b-x_0)^2+x_0^2+2x_0(b-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2)\\ (0\leqslant x_0\leqslant b)\\ b^2 \quad (x_0=b)\\ (x_0-b)^2+(2b-x_0)^2+2(x_0-b)\\ \times(2b-x_0)\cos(\varphi_1-\varphi_2) \quad (b\leqslant x_0\leqslant 2b)\end{cases} \tag{8}$$

(8)式或(7)式第一项与(1)式完全一致，说明干涉分析与傅里叶分析完全等效。若 $b<\frac{a}{2}$，也有类似结果。

(2) 当 $n=m$ 时

在前述假设下，并设 $a=2b$，在(3)式中，n 用 m 取代，即得 $T_m(u)$，再设 $t_1=1$，$t_2=0$，$t_3=e^{i\varphi_1}$，$t_4=e^{i\varphi_2}$，可导出 m 级像振幅透射率：

$$t_m'(x)=\mathscr{F}^{-1}\{T_m(u)\}$$

$$=\begin{cases}\Big[(b-x_0)\operatorname{sinc}\left(\frac{b-x_0}{2b}m\right)e^{i\left(\pi\frac{x_0}{2b}m+\varphi_1\right)}\\ \quad+x_0\operatorname{sinc}\left(\frac{x_0}{2b}m\right)e^{i\left(\pi\frac{3b+x_0}{2b}m+\varphi_2\right)}\Big]\\ \quad\times e^{i2\pi\frac{m}{2b}x} \quad (0\leqslant x_0\leqslant b)\\ \Big[b\cdot\operatorname{sinc}\left(\frac{m}{2}\right)e^{i\left(\pi\frac{b+x_0}{b}m+\varphi_2\right)}\cdot e^{i2\pi\frac{m}{2b}x}\Big]\\ \quad(x_0=b)\\ \Big[(x_0-b)\operatorname{sinc}\left(\frac{x_0-b}{2b}m\right)e^{i\left(\pi\frac{2b+x_0}{2b}m+\varphi_1\right)}\\ \quad+(2b-x_0)\operatorname{sinc}\left(\frac{2b-x_0}{2b}m\right)\\ \quad\times e^{i\left(\pi\frac{3b+x_0}{2b}m+\varphi_2\right)}\Big]e^{i2\pi\frac{m}{2b}x} \quad (b\leqslant x_0\leqslant 2b)\end{cases}$$

m 级像强度：

$$I_m(x)=t'_m(x)t'^*_m(x)$$

$$=\begin{cases}\Big[(b-x_0)^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{b-x_0}{2b}m\right)\\ \quad+x_0^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{x_0}{2b}m\right)+2x_0(b-x_0)\\ \quad\times\mathrm{sinc}\left(\dfrac{b-x_0}{2b}m\right)\mathrm{sinc}\left(\dfrac{x_0}{2b}m\right)\\ \quad\times\cos\left(\varphi_1-\varphi_2-\dfrac{3}{2}m\pi\right)\ (0\leqslant x_0\leqslant b)\\ b^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{m}{2}\right)\quad(x_0=b)\\ \Big[(x_0-b)^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{x_0-b}{2b}m\right)\\ \quad+(2b-x_0)^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{2b-x_0}{2b}m\right)\\ \quad+2(x_0-b)(2b-x_0)\mathrm{sinc}\left(\dfrac{x_0-b}{2b}m\right)\\ \quad\times\mathrm{sinc}\left(\dfrac{2b-x_0}{2b}m\right)\\ \quad\times\cos\left(\varphi_1-\varphi_2-\dfrac{m}{2}\pi\right)\ (b\leqslant x_0\leqslant 2b)\end{cases}\tag{9}$$

且当m为偶数时，由(9)式可知$I_m(x)=0$，即偶数缺级。当$m=1$时，即第1级象强度：

$$I_1(x)$$

$$=\begin{cases}(b-x_0)^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{1}{2}-\dfrac{x_0}{2b}\right)+x_0^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{x_0}{2b}\right)\\ \quad+2x_0(b-x_0)\mathrm{sinc}\left(\dfrac{1}{2}-\dfrac{x_0}{2b}\right)\\ \quad\times\mathrm{sinc}\left(\dfrac{x_0}{2b}\right)\cos\left(\varphi_1-\varphi_2-\dfrac{3}{2}\pi\right)\\ \quad(0\leqslant x_0\leqslant b)\\ b^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{1}{2}\right)\quad(x_0=b)\\ (x_0-b)^2\mathrm{sinc}^2\left(\dfrac{x_0}{2b}-\dfrac{1}{2}\right)\\ \quad+(2b-x_0)^2\mathrm{sinc}^2\left(1-\dfrac{x_0}{2b}\right)\\ \quad+2(x_0-b)(2b-x_0)\mathrm{sinc}\left(\dfrac{x_0}{2b}-\dfrac{1}{2}\right)\\ \quad\times\mathrm{sinc}\left(1-\dfrac{x_0}{2b}\right)\cdot\cos\left(\varphi_1-\varphi_2-\dfrac{\pi}{2}\right)\\ \quad(b\leqslant x_0\leqslant 2b)\end{cases}\tag{10}$$

由(9)、(10)式可见，非零级既是$(\varphi_1-\varphi_2)$的函数，又是x_0的函数，故由平移光栅亦实现了密度彩色化的实时调试。

值得指出的是，在傅里叶分析方法中，亦可单独对光栅及编码位相片的复振幅透射率进行傅里叶变换，得到分别相应的谱，再对其谱进行卷积以求得总谱。

三、对光强度公式的分析及实验结果

由黑白矩形光栅或位相光栅与编码位相片平行密接，轻微平移x_0，在实验上已得到许多色彩鲜明、色调连续可调的阶梯密度片、航片及卫片的密度假彩色图片。当具有制作编码位相片的技术及微调机构，颜色可调现象极易观察。为证实上述基本原理的正确性，重要的是必须证明所得强度公式是正确的。

1．在强度公式(7)中，当$x_0=0$时，$I_0=b^2$；$x_0=a$时，$I_0=b^2$；$x_0=a-b$时，$I_0=(2b-a)^2+(a-b)^2+2(a-b)(2b-a)\cos(\varphi_1-\varphi_2)$；$x_0=b$时，$I_0=(2b-a)^2+(a-b)^2+2(a-b)(2b-a)\cos(\varphi_1-\varphi_2)$。即$I_0(x_0=a-b)=I_0(x_0=b)$。上述各种情况与直观理解一致，且强度随$x_0$的变化以$a$为周期。

强度公式(8)中，当$x_0=0$，b时，$I_0=b^2$，亦与直接理解完全一致。

2．为考查I_0随x_0变化的规律，用公式(7)作出$I_0\sim x_0$函数曲线(图3(a))。图中已对计算值归一。

为作出($I_0\sim x_0$)实验曲线，制作一单一密度值的位相片，与洛其光栅平行密接。在白光处理系统中取零级输出，并分别加红、绿、蓝滤色片，移位x_0，测量其输出强度。测量结果经归一化(取绿色最大值为100)后，示于图3(b)。从中看出，红、绿、蓝强度曲线以$a\left(\text{等于}10\text{，实际}a=\dfrac{1}{20}\text{ mm}\right)$为周期，在一周期内有主、次二峰，与理论曲线基本吻

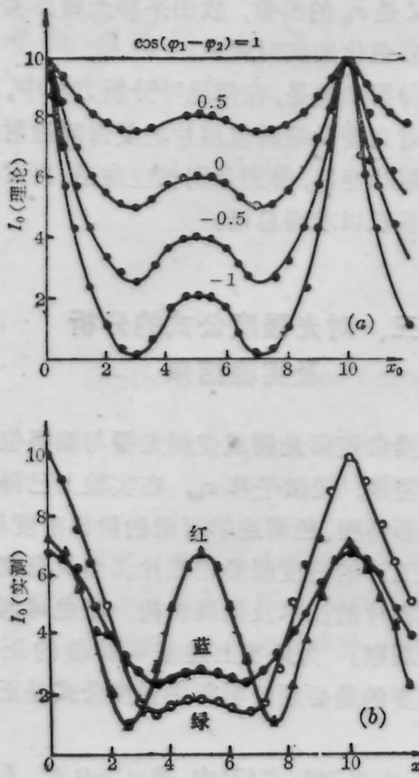

图 3

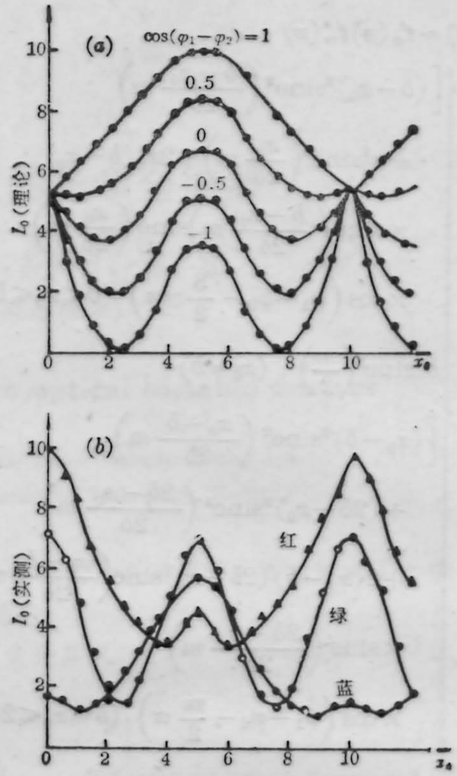

图 4

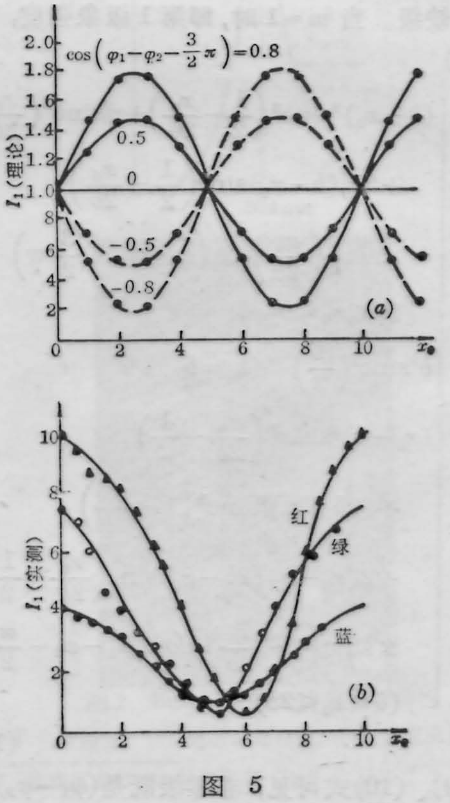

图 5

合。红、绿、蓝三色意味着不同的 $\cos(\varphi_1-\varphi_2)$ 值。实际三色强度曲线主峰高度并不相同。理论分析中强度公式略去了随波长 λ 变化的系数；实际检测中滤色片和探测器的光谱灵敏度也未考虑。

3．考虑编码位相片有一定吸收(α、$\beta\neq 1$)，将 $\alpha=0.5$, $\beta=0.75$, $a=10$, $b=5.8$ 及 $\cos(\varphi_1-\varphi_2)=1$, 0.5, 0, −0.5, −1, 代入公式(6)，得 $I_0\sim x_0$ 曲线如图 4(*a*)所示。

实验测得另一块单一密度值编码位相片的 $I_0\sim x_0$ 曲线，如图 4(*b*)所示。图中示出。蓝光与红光主、次峰位置交换，绿光二峰值基本相等，符合图 4(*a*)的规律。当主次峰位置变化时，更有利于色调的组合，但这不能主动控制。

4．最后考查非零级的情况，由公式(9)，当 $n=m$ 时，

$$x_0=0 \quad I_m=b^2\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right)$$

$$=\begin{cases}\dfrac{4b^2}{m^2\pi^2} & m\text{为奇}\\ 0 & m\text{为偶}\end{cases}$$

$$x_0=b \quad I_m=b^2\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right)$$

$$=\begin{cases}\dfrac{4b^2}{m^2\pi^2} & m\text{为奇}\\ 0 & m\text{为偶}\end{cases}$$

$$x_0=a=2b \quad I_m=b^2\mathrm{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right)$$

$$=\begin{cases}\dfrac{4b^2}{m^2\pi^2} & m\text{为奇}\\ 0 & m\text{为偶}\end{cases}$$

上述结果仍与直接理解的一致。

设 $a=10$, $b=5$, $\cos\left(\varphi_1-\varphi_2-\frac{3}{2}\pi\right)=-0.8, -0.5, 0, 0.5, 0.8$; $x_0=0, 1, 2, \cdots 10$, 根据公式(10)作出数值计算, 得出 $I_1\sim x_0$ 理论曲线如图5(a)所示。

由图5(a)可见, 一级像强度在 x_0 变化一个周期里, 只有一个极大值, 但对不同的余弦区, 极大、极小位置可能交替。且当余弦值为零时, 像强度为常数(须 $\alpha=\beta=1$), 对应图3(a), 根据文献[4], 可以理解这一情况。

同样, 对单一密度值的编码位相片一级进行了光强测量, $I_1\sim x_0$ 实测曲线如图5(b)所示。它与图5(a)曲线基本上是相似的。

参 考 文 献

1 郭履容 et al., 光学学报, 4(2), 145(1984)
2 张静江 et al., 光学学报, 5(10), 944(1985)
3 龚谦 et. al., 光学学报, 4(8), 687(1984)
4 周焜 et al., 中国激光, 15(9), 531(1988)

(上接第358页)

附近时小近一个量级, 因而出现多模的可能性就要多。图5给出了注入光子密度对 $\mathscr{L}(\omega-w_0)$ 的影响, 高的注入光子密度导致高的 $\mathscr{L}(\omega-\omega_0)$ 值, 因而提高注入光子密度有利于获得单纵模输出。频率失谐的影响仅当注入光子密度很高时才十分明显, 失谐愈严重, 就愈容易产生多模输出。

通过以上分析可以知道, 对注入光子密度的需求仅仅从输出光强方面考虑是不够的, 还必须考虑单纵模输出对注入光子密度的要求, 即要使 Lorentz 分布中除了中心频率以外的其他纵模小到足以忽略的程度。本文的分析说明, 频率失谐对注入锁定输出的模式也有影响, 尤其是在注入光子密度较高时, 这种影响比较明显。为了获得单纵模输出, 必须提高注入光子密度的大小, 而且必须采用纵模匹配。

如果不考虑 Lorentz 分布因子 $\mathscr{L}(\omega-\omega_0)$ 在 $\omega=\omega_0$ 时与 $\omega\neq\omega_0$ 时相互之间的相对大小关系, 那么输出多纵模是短脉冲注入锁定染料激光器固有的性质, 输出线宽的加宽也是如此。

感谢王乃弘先生对本工作的关心, 许凤明副研究员对本工作提供了多方支持。

参 考 文 献

1 张铁军, 中国激光, 16, 208(1989)

附 注

为了说明功率增益系数 $\alpha(t)$ 对输出的影响, 必须给出 α_0 的值。α_0 可以采用第一阶段中的时间平均求得, 如图6所示, α_1 为阈值功率增益系数, α_p 为峰值功率增益系数, t_b 为泵浦过程的开始时间, t_p 为达到峰值功率增益系数的时间, t_0 为处于阈值处的开始时间。取直线近似, $\alpha(t)$ 可以表达为:

$$\alpha(t)=\begin{cases}\dfrac{\alpha_p}{t_p-t_b}(t-t_b) & (t_b<t<t_p)\\ \dfrac{\alpha_1-\alpha_p}{t_0-t_p}(t-t_p)+\alpha_p & (t_p<t<t_0)\end{cases}$$

于是可求得:

$$\alpha_0=\frac{1}{t_0-t_b}\int_{t_b}^{t_0}\alpha(t)dt$$

$$=\frac{1}{2(t_0-t_b)}[(\alpha_1+\alpha_p)(t_0-t_p)+\alpha_p(t_p-t_b)]$$

公式中各量的数值可以直接从 $\alpha(t)$ 的数值计算结果查到。

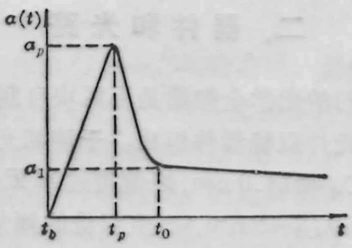

图6 α_0 计算用图

(收稿日期: 1987年10月26日)