

·光电系统·

多色部分相干光的光谱变化和光谱开关现象研究

李鸿鹏

(长春理工大学, 长春 130022)

摘要:运用部分相干光基础理论和广义衍射理论,从理论上主要研究了多色部分相干光经过多缝系统后的光谱变化和光谱开关现象。讨论了多色完全空间相干光经菲涅耳波带片衍射后,光学奇点附近的光谱变化和光谱开关现象,并且运用Mathcad数值计算软件对光谱变化和光谱开关现象在不同参数下进行研究。根据以上理论和实验研究结果,描述了光谱变化和光谱开关在信息编码和传输中的潜在应用。

关键词:光谱变化;光谱开关;部分相干光;衍射;多缝干涉

中图分类号: O433.4

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2015)-06-0009-05

Research on Spectral Change and Spectral Switch of Multicolor Partial Coherent Light

LI Hong-peng

(Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

Abstract: By using the fundamental theory of the partially coherent light and the general diffraction theory, the spectral changes and spectral switch phenomenon of multicolor partial coherent light through a multi-slit system are mainly researched theoretically. The spectral changes and spectral switch phenomenon near light singularity of multicolor spatial coherent light diffracted by Fresnel zone plate are discussed. And Mathcad software is used to research spectral changes and spectral switch phenomenon of different parameters. According to theory and experimental research results, the applications of spectral changes and spectral switch in information encoding and transmission are described.

Key words: spectral change; spectral switch; partial coherent light; diffraction; multi-slit interference

1986年Wolf教授首次证明,当准均匀光源的光谱相干度是变量 $k(\rho_2 - \rho_1)$ 的函数时,从该光源发出的光在传输中,其光谱保持不变。这种光源被认为是满足定标定律(scaling law)的光源。如果光源不满足定标定律,由该光源发出的光即使在自由空间中传输时,其光谱也将发生变化。这种由于光源的相关性引起的光谱变化被称为相关诱导光谱变化(correlation-induced spectral changes)。近十多年来,许多研究者对相关诱导的光谱变化进行了大量

的理论研究和实验研究^[1-4]。之后,理论与实验还发现,从满足定标定律的光源发出的光照射到一光阑时,在衍射光场观测到的光谱也会发生变化。这种由光阑衍射引起的光谱变化被称为衍射诱导光谱变化(diffraction-induced spectral changes)^[5]。

1961年Mandel首次指出,当两束具有相同光谱的光束叠加时,一般而言叠加区域光场的光谱与入射光束的光谱不同。近几年来,杨氏双缝实验中的光谱变化现象从理论和实验两方面都得到了广泛

的研究^[5-7]。由此,在杨氏双缝研究的基础上去研究高斯-谢尔模型光束经多缝干涉后的光谱变化和光谱开关现象。

1 实验装置和理论分析

实验装置如图1所示。主光源 S 为一 250 W 的卤钨灯。紧靠主光源 S 依次放置一个毛玻璃 D 和一个单缝 A ,则在单缝 A 处形成的光场为宽光谱均匀光场。单缝 A 的半宽度为 $a_s=0.25$ mm,在实验过程中为一恒定值。将一消色差透镜放置在距离单缝 A 后 f 处, $f=300$ mm 为透镜焦距。四缝位于透镜后 f 处,由内沿至外沿间距依次为 $2d, 2c, 2b$ 和 $2a$,四缝所在平面设为 $z=0$ 面,观测面为 z 面,衍射角为 $\theta=x/z$ 。实验采用光纤光谱仪测量干涉光场的光谱,并将测量结果保存在计算机上。

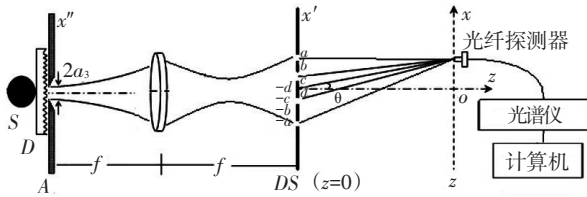


图1 四缝实验装置图(单缝 A 的半宽度为 $a_s=0.25$ mm; 四缝内外沿间距分别为 $2d=0.2$ mm, $2c=0.28$ mm, $2b=0.68$ mm 和 $2a=0.76$ mm; 消色差透镜焦距为 $f=300$ mm; 观测距离为 $z=400$ mm; 衍射角为 $\theta=x/z$)

考虑到缝的长边(定义为 y 轴)远大于短边(定

义为 x 轴),光场沿 y 轴方向可视为不变,光场可视为变量 x 的函数。所以只需要测量 x 轴方向的光谱即可。

平面 A , DS 和 z 上的坐标分别定义为 (x'', y'') , (x', y') 和 (x, y) , 坐标原点 o 设在光轴上。从平面 A 到平面 DS 的冲击响应函数为

$$h(x', x'', \omega) = -i \frac{k}{2\pi f} \exp(-i \frac{k}{f} x' x'') \quad (1)$$

其中, f 为消色差透镜的焦距; $k=\omega/c$ 为波数; ω 为圆频率; c 为真空中的光速^[8-12]。

平面 DS 上光场的交叉谱密度为

$$W'(x'_1, x'_2, \omega) = \int_{-a_s}^{a_s} \int_{-a_s}^{a_s} W_s(x''_1, x''_2, \omega) h(x'_1, x''_1, \omega) h^*(x'_2, x''_2, \omega) dx''_1 dx''_2 \quad (2)$$

式中,星号表示复共轭; a_s 为单缝 A 的半宽度, $W_s(x''_1, x''_2, \omega)$ 为完全非相干的准均匀光源处的交叉谱密度。将式(1)代入式(2),可以得到平面 DS 上光场的交叉谱密度可表示为

$$W'(x'_1, x'_2, \omega) = S^{(0)}(\omega) \mu'(x'_1, x'_2, \omega) \quad (3)$$

其中

$$S^{(0)}(\omega) = \kappa_0 S^{(s)}(\omega) \quad (4)$$

$$\mu'(x'_1, x'_2, \omega) = \left(\frac{a_s k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \quad (5)$$

式中, $S^{(0)}(\omega)$ 表示光源光谱; $\chi = a_s k(x'_1 - x'_2)/f$; κ_0 为一常数。

对于四缝干涉系统,实验平面 z 处的交叉谱密度可以表示为

$$\begin{aligned} W(x_1, x_2, z, \omega) &= \left(\frac{k}{2\pi z} \right) \times \left\{ \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-c}^{-d} W'(x'_1, x'_2, \omega) \right. \\ &\quad \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\ &\quad \iint_{-c}^{-d} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\ &\quad \iint_{-c}^{-d} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\ &\quad \left. \iint_{-c}^{-d} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1^2 - x_2^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left. \left. \left. \iint_b^a W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a}^{-b} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \right. \right. \\
& \left. \left. \iint_{b-c}^{a-d} W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_b^a W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \right. \right. \\
& \left. \left. \left. \iint_b^a W'(x'_1, x'_2, \omega) \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2(x_1 x'_1 - x_2 x'_2) + (x_1^2 - x_2^2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 \right\} \right. \quad (6)
\end{aligned}$$

为进行数值计算,假定光源光谱为高斯型光谱,并将所有函数视为波长 λ 的函数,而不是圆频率 ω 的函数。那么,光源光谱可以表示为

$$S^{(0)}(\lambda) = \kappa_0 S^{(s)}(\lambda) = \kappa_0 \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \quad (7)$$

式中, Γ 为光谱宽度; λ_0 为光源光谱峰值波长。

将式(3)~式(5)、式(7)代入式(6),并设定 $x_1 = x_2 = x$,可以得到平面 z 处的光谱密度如式(8)

$$\begin{aligned}
S(x, z, \lambda) = W(x_1 = x_2 = x, z, \lambda) = & \kappa_0 \left(\frac{k}{2\pi z} \right) \times \left\{ \iint_{-a}^{-b} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \right. \\
& \iint_{-a-c}^{-b-d} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a-d}^{-b-c} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \cdot \\
& \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-a-b}^{-c-d} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\
& \iint_{-c-a}^{-d-b} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-c-e}^{-d-f} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \cdot \\
& \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{-c-d}^{-e-f} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\
& \iint_{-c-b}^{-e-d} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{d-a}^{c-b} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \cdot \\
& \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{d-c}^{e-f} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\
& \iint_d^c \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_b^a \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \cdot \\
& \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_{b-a}^{a-b} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \\
& \iint_{b-c}^{a-d} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_b^a \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \cdot \\
& \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 + \iint_b^a \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\Gamma^2} \right] \left(\frac{a, k}{\pi f} \right)^2 \frac{\sin(\chi)}{\chi} \exp \left[-i \frac{k}{2z} \left((x_1'^2 - x_2'^2) - 2x(x'_1 - x'_2) \right) \right] dx'_1 dx'_2 \left. \right\} \quad (8)
\end{aligned}$$

利用式(8),就可以求得平面 z 处干涉光场的归一化光谱。对公式中的波长进行积分即可得到轴上点的光强,即

$$I(x, z) = \int_0^{\infty} S(x, z, \lambda) d\lambda \quad (9)$$

积分区域为从零到正无穷。

2 远场处光谱位移和光谱开关的数值计算结果

平面 z 处归一化光谱的数值计算结果如图2所示。采用MathCAD软件进行数值计算。图中点线所示为光源光谱。

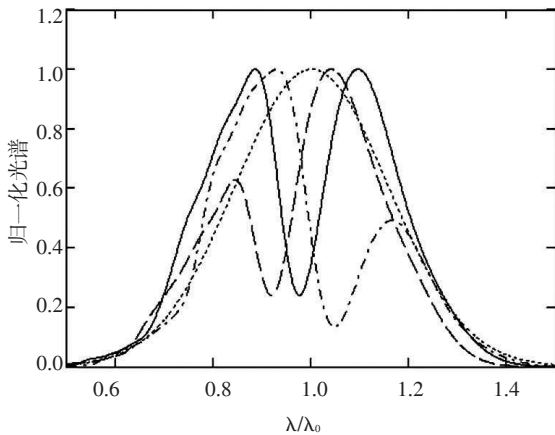


图2 平面 z 处光谱开关位置为 $x=2.3327$ mm 点附近的归一化光谱图(点线为光源光谱。数值计算参数为: $a_1=0.25$ mm, $f=300$ mm, $2a=0.7$ mm, $2b=0.68$ mm, $2c=0.28$ mm, $2d=0.2$ mm, $c=3 \times 10^8$ m/s, $z=400$ mm, $\lambda_0=574.0$ nm, $\Gamma=90$ nm。实线: $x=2.3327$ mm ($\theta=5.832 \times 10^{-3}$ rad), 划线: $x=2.2$ mm ($\theta=5.5 \times 10^{-3}$ rad), 点划线: $x=2.5$ mm ($\theta=6.250 \times 10^{-3}$ rad)]

图2中划线所示为观测位置 $x=2.2$ mm 时(衍射角 $\theta=5.5 \times 10^{-3}$ rad), 衍射场的归一化光谱, 峰值波长为 $1.04 \lambda_0$ 。与光源光谱相比, 光谱向长波长方向移动, 光谱产生了红移。图2中实线为观测位置 $x=2.3327$ mm 时(衍射角 $\theta=5.832 \times 10^{-3}$ rad), 衍射光场的归一化光谱。此时的光谱已经分裂为两个等高的波峰, 光谱的峰值波长由 $1.094 \lambda_0$ 变为 $0.885 \lambda_0$, 光谱位移由红移变为蓝移, 这种现象即为光谱开关。图2中点划线为观测位置 $x=2.5$ mm 时(衍射角 $\theta=6.250 \times 10^{-3}$ rad), 衍射光场的归一化光谱, 光谱的峰值波长为 $0.929 \lambda_0$ 。与光源光谱相比, 光谱向短波长方向移动, 光谱产生了蓝移。四缝干涉光场的光谱密度三维图如图3。

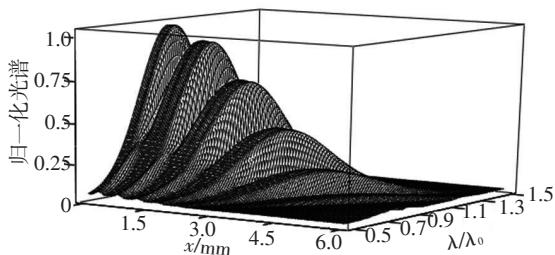


图3 四缝干涉光场的光谱密度三维图(变量 x 和 λ/λ_0 的取值范围分别为 $0 \leq x \leq 6$ mm 和 $0.5 \leq \lambda/\lambda_0 \leq 1.5$)

由光谱位移的定义可以知道, 当 $\lambda_{peak}/\lambda_0 > 1$ 时, 光谱位移为红移; 当 $\lambda_{peak}/\lambda_0 < 1$ 时, 光谱位移为蓝移, λ_{peak} 为光谱峰值波长。在干涉条纹的每一个暗条纹附近, 归一化光谱均会产生光谱红移或光谱蓝移现象。在临界点处, 即光学奇点处, 光谱位移由红移转变为蓝移, 产生光谱开关现象。

图4中划线所示为观测位置 $x=1.25$ mm 时(衍射角 $\theta=3.125 \times 10^{-3}$ rad), 衍射场的归一化光谱, 峰值波长为 $1.032 \lambda_0$ 。与光源光谱相比, 光谱向长波长方向移动, 光谱产生了红移。

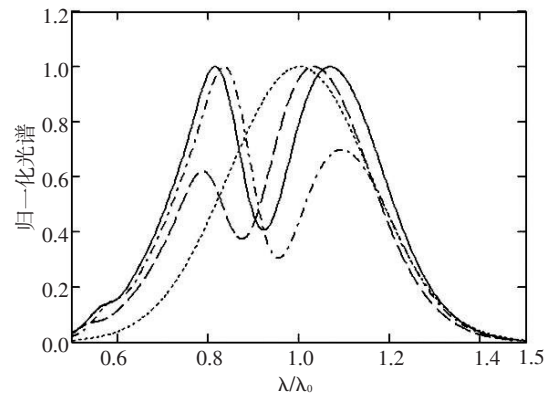


图4 平面 z 处光谱开关位置为 $x=1.31518$ mm 点附近的归一化光谱图(点线为光源光谱。数值计算参数与图2的相同。实线: $x=1.31518$ mm ($\theta=3.288 \times 10^{-3}$ rad), 划线: $x=1.25$ mm ($\theta=3.125 \times 10^{-3}$ rad), 点划线: $x=1.36$ mm ($\theta=3.4 \times 10^{-3}$ rad)]

图4中实线为观测位置 $x=1.31518$ mm 时(衍射角 $\theta=3.288 \times 10^{-3}$ rad), 衍射光场的归一化光谱。此时的光谱已经分裂为两个等高的波峰, 光谱的峰值波长由 $1.067 \lambda_0$ 变为 $0.814 \lambda_0$, 光谱位移由红移变为蓝移, 这种现象即为光谱开关。图4中点划线为观测位置 $x=1.36$ mm 时(衍射角 $\theta=3.4 \times 10^{-3}$ rad), 衍射光场的归一化光谱, 光谱的峰值波长为 $1.092 \lambda_0$ 。与光源光谱相比, 光谱向短波长方向移动, 光谱产生了蓝移。

根据式(9)可以求得轴上点光强。由图5的光强分布图可知, 在每个光学奇点处都有可能发生光谱开关现象。由图4可知, 对于四缝系统对于部分相干光不只有一个光谱开关, 由此可推知在 $x=0.0005$ mm 附近还会出现光谱开关现象。现在回头再观察图2和图4, 经过比较发现, 部分相干光经四缝系统所产生的光谱开关要比杨氏双缝的现象

明显^[8-10, 13]。

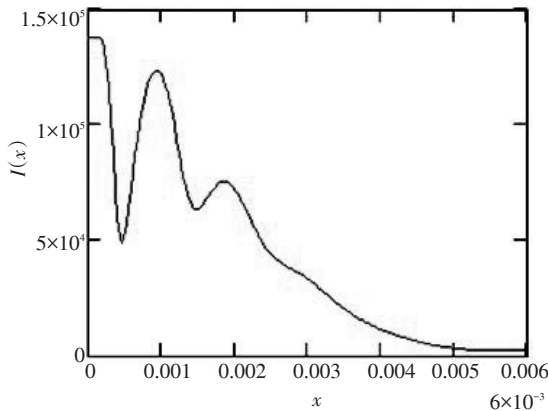


图5 平面 $z=0.4$ m处 x 从0到0.006 mm范围内的光强分布情况

3 光谱变化和光谱开关在信息编码和信息传输中的潜在应用

研究表明,多色部分相干光经四缝干涉后,其归一化光谱将发生显著变化。在一些点处发生光谱红移,一些点处发生光谱蓝移,在另一些点处光谱分裂为双峰。在光学奇点处,光谱位移由红移转变为蓝移,发生光谱开关现象。这种光谱位移和光谱开关现象随衍射角的变化而发生改变。在观测位置由轴上点移动到轴外点的过程中,衍射场光谱发生了多次光谱开关现象。

在光通讯系统以及光互联技术中,光开关一直是国际光学界研究的重点对象。目前,常用的光开关是通过微反射镜的转动而实现“开”与“关”。显然,这种机械式的光开关响应时间太长。随着信息容量的扩展,快响应的光开关将是保证信息高速公路通畅,以及研制高速光学计算机的基础。鉴此,研究新型的光开关机制一直是人们非常关注的课题。

在多色相干光经一定光学系统后,在衍射场会发生光谱奇异现象。如果将光谱的蓝移和红移分别定义为一位的信息码(如:蓝移编码为信息“1”,红移定义为信息“0”,参见图6),就可能将这一物理现象应用于信息编码和自由空间的通信等领域。在衍射角 $\theta = 5.832 \times 10^{-3}$ rad方向上,发生光谱开关现象,如果在此处放置一探测器,当探测器向光轴方向偏离时($\theta = 5.5 \times 10^{-3}$ rad),光谱就会变为红移,这就意味着信号“0”被接收。反之,如果探测器向

远离光轴的方向偏离时($\theta = 6.250 \times 10^{-3}$ rad),光谱就会变为蓝移,这就意味着信号“1”被接收。

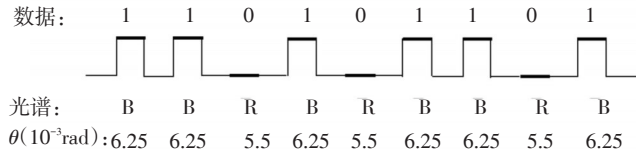


图6 通过控制探测器位置进行信息(数据)编码和信息传输[蓝移(B表示)定义为数据“1”,红移(R表示)定义为数据“0”]

如果探测器位置可以灵活的改变,信息的传输就可以被实现。但这种通过改变探测器位置的方法,与传统光开关相比,在提高光开关响应速度方面并没有优势。蒲继雄等人的理论研究结果表明,在杨氏双缝实验中,干涉场的光谱位移和光谱开关现象会受到入射光的空间相干度的影响^[11]。根据这一特性,给出另一种调制部分相干光实现信息传输的方法。

图7描述了通过控制入射光的空间相干度来改变干涉场中观察点处的光谱位移。

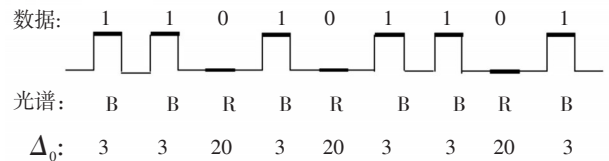


图7 通过控制入射光的空间相干度进行信息(数据)编码和信息传输[蓝移(B表示)定义为数据“1”,红移(R表示)定义为数据“0”。观察点位于 $z_N = 15$ 、 $u_N = 3.82$]

由图中看出,当相干度较低(例如: $\Delta_0 = 3$),在观察点($z_N = 15$ 和 $u_N = 3.82$)光谱为蓝移,但是当相干度变为 $\Delta_0 = 20$ 时,光谱位移则变为了红移。这意味着信息可以在自由空间中传播。而且,一些调制空间相干度的方法已经出现。一种灵活的调制激光的空间相干度的方法已经被提出,该方法是利用电子综合的全息光栅,可以达到 $1\mu s$ 级别的响应时间。因此,信息传输系统可以通过调制入射激光束的空间相干度来构建,要发射的数据经过调制激光束的空间相干度后被送到观察点($z_N = 15$ 和 $u_N = 3.82$),观察点的光谱探测器按时间规律接收并测量出光谱的位移量。如果每一位的时间间隔大于 $1\mu s$,并且光谱位移的测量足够快,从双缝传出 (下转第36页)

- (1):21-23.
- [6] Levit B, Bekker A. Amplified-spontaneous-emission pumped raman fiber laser[J]. Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest Series, 2009, JThE73.
- [7] Wysocki P F, Digonnet M J F. Characteristics of Erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications[J]. Journal of Lightwave Technology, 1994, 12(3):550-567.
- [8] Wang P, Sahu J K. Power scaling of Ytterbium-doped fiber superfluorescent sources[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13(3):580-587.
- [9] Liu J, Liu K. High-power Thulium-doped all-fiber superfluorescent sources[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2014, 20(5):3100306.
- [10] Duling I N, Burns W K. High-power superfluorescent fiber source[J]. Optics Express, 1990, 15(1):33-35.
- [11] Honzatko P, Baravets Y. Wideband thulium holmium-doped fiber source with combined forward and backward amplified spontaneous emission at 1 600-2 300 nm spectral band[J]. Optics Letters, 2014, 39(12):3650-3653.

(上接第13页)

的一系列包含数据信息的光谱位移就能被探测到。这种利用光谱位移构建的新的信息传输方法,和传统的通信系统相比有许多优点。因为,这种信息的编码使用光谱位移的新方法,不会因为光强的减弱而导致传输过程中的误码。

4 结 论

研究了多色部分相干光衍射诱导的光谱变化和光谱开关现象。研究表明,多色部分相干光经四缝后,不仅可以产生光谱变化现象,还可以产生比多色部分相干光经杨氏双缝更加明显的光谱开关现象,并且光谱变化和光谱开关现象随着观测位置的改变而改变。

波带片的设计与制作正在发展成为一项专门的技术,随着科技的进步,波带片的应用一定会越来越广泛。而完全相干光经菲涅耳波带片的光谱变化和光谱开关也成为其研究的一个方面,所以研究激光束经菲涅耳波带片聚焦后的光谱变化和光谱开关,对现代光学理论激光技术的发展有着重要的意义。

参考文献

- [1] Wolf E. Invariance of the spectrum of light on propagation. [J]. Phys Rev Lett., 1986, 56:1370-1372.
- [2] Foley J T, Wolf E. Phenomenon of spectral switches as a new effect in singular optics with polychromatic light[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19:2510-2516.
- [3] Pu J, Zhang H, Nemoto S. Spectral shifts and spectral switches of partially coherent light passing through an aperture[J]. Opt Commun, 1999, 162:57-63.
- [4] Kandpal H C, Vaishya J S, Joshi K C. Wolf shift and its application in spectroradiometry[J]. Opt Commun, 1989, 73:169-173.
- [5] Pu J, Nemoto S. Spectral changes and $1 \times N$ spectral switches in the diffraction of partially coherent light by an aperture[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19:339-344.
- [6] Anand S, Yadav B K, Kandpal H C. Experimental study of the phenomenon of $1 \times N$ spectral switch due to diffraction of partially coherent light[J]. J Opt Soc Am A, 2002, 19:2223-2228.
- [7] Anand S, Kandpal H C. Experimental study of spectral anomalies in a Fraunhofer diffraction pattern[J]. J Opt A Pure Appl Opt, 2004, 6:177-179.
- [8] 张军. 菲涅耳波带片的制作和验证[J]. 兰州石化职业技术学院学报, 2005, 5:1-3
- [9] Wolf E, James D F V. Correlation-induced spectral changes[J]. Rep Prog Phys, 1996, 59:771-818.
- [10] Mandel L, Wolf E. Optical coherence and quantum optics [M]. UK:Cambridge University Press, 1995.
- [11] 吕百达. 激光光学 [M]. 3版. 北京:高等教育出版社, 2003.
- [12] Collins S A. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics[J]. J Opt Soc Am, 1970, 60:1168-1177.
- [13] 渠彪, 蒲继雄. 菲涅耳波带片衍射产生的光谱奇异现象[J]. 华侨大学学报(自然科学版), 2007, 28:1-25.
- [14] 潘留占, 吕百达. 杨氏实验远场的光谱位移和光谱开关[J]. 光学学报, 2003, 6:707-711.