

杨氏实验中飞秒光脉冲的光谱移动和光谱开关*

丁超亮¹, 吕百达^{1†}, 潘留占²

(1 四川大学 激光物理与化学研究所, 成都 610064)

(2 洛阳师范学院 物理系, 河南 洛阳 471022)

摘 要:从惠更斯-菲涅耳衍射积分公式出发,对飞秒光脉冲在杨氏实验中的光谱移动和光谱开关做了研究和数值分析.结果表明,飞秒光脉冲在杨氏实验中也会出现光谱移动和光谱开关.一般情况下,光谱开关与脉冲宽度、载波频率、遮拦比和场点位置有关.光谱开关的数目随遮拦比的减小而减小,而发生光谱开关处的相对光谱移动随载波频率和脉冲宽度的减小而增加.因光谱开关极小值 $S_{\min}=0$,所以光谱开关属于奇点光学现象.可通过适当改变遮拦比来实现信息编码和信息传输.

关键词:飞秒光脉冲;杨氏干涉实验;光谱移动;光谱开关

中图分类号:O436

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2009)08-1187-6

0 引言

在光波场振幅为零的点,位相是不确定的.对位相奇点附近光波场复杂结构的研究已发展为物理光学的一门新的分支——奇点光学^[1].近年来,奇点光学的研究范畴已从单色光推广到多色光,从稳态光束推广到超短光脉冲. Wolf 指出多色光的光谱开关属于奇点光学的一类新效应^[2],理论研究结果相继得到实验证实^[3-10].光谱开关因在光通信中潜在的应用而引起国内外研究者的兴趣,相关研究非常活跃^[11-18].本文对飞秒光脉冲在杨氏实验中的光谱移动和光谱开关做了研究,着重分析了遮拦比对光谱开关的影响,并提出了改变遮拦比实现信息编码和传输的方法.

1 理论模型

设一飞秒光脉冲入射到图 1 所示位于 $z=0$ 面

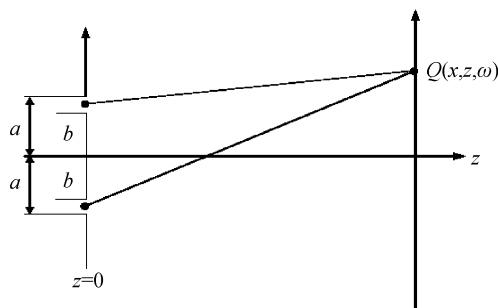


图 1 杨氏双缝干涉实验

Fig. 1 Notation relating to Young's double-slit interference experiment

的杨氏双缝上,光束沿 z 方向传输,外缘和内缘间距分别为 $2a$ 和 $2b$,观察屏位于 z 处.令遮拦比 $\epsilon=b/a$ ($0 \leq \epsilon < 1$),并且保持双缝外边缘间距 $2a$ 不变,通过改变双缝内边缘间距 $2b$ 来达到使缝的宽度变化的目的.在空间-时间域中,设飞秒光脉冲在 $z=0$ 面的场分布为高斯型

$$E_0(x_0, z=0, t) = \exp(-x_0^2/\omega_0^2)A(t) \quad (1)$$

式中 x_0 是 $z=0$ 平面上的位置坐标, ω_0 为束腰宽度,设与频率无关. $A(t)$ 为脉冲光束的时间波形.对式(1)进行傅里叶变换得到空间-频率域中场分布为

$$E_0(x_0, z=0, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x_0, z=0, t) \cdot \exp(i\omega t) dt = \exp(-x_0^2/\omega_0^2)A(\omega) \quad (2)$$

式中

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(i\omega t) dt \quad (3)$$

式(3)称为源的谱分布.

近轴近似下,由菲涅耳衍射积分公式求得场 $E_0(x_0, z=0, \omega)$ 通过杨氏双狭缝后在 $z > 0$ 半空间点 (x, z) 的光场为^[19]

$$E(x, z, \omega) = \sqrt{\frac{ik}{2\pi z}} \exp[-ikz] \int_{-a}^{-b} E_0(x_0, z=0, \omega) \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x-x_0)^2\right] dx_0 + \sqrt{\frac{ik}{2\pi z}} \exp[-ikz] \cdot \int_b^a E_0(x_0, z=0, \omega) \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x-x_0)^2\right] dx_0 \quad (4)$$

式中 $k=2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长.

把式(2)代入式(4),得

$$E(x, z, \omega) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{i(\omega/\omega_0)}{z/z_0 + i(\omega/\omega_0)}} \exp[-ikz] \cdot \exp\left[-\frac{i(\omega/\omega_0)u^2}{z/z_0 + i(\omega/\omega_0)}\right] \cdot$$

* 国家自然科学基金(10574097)和河南省高校新世纪优秀人才支持计划(2006HANCET-09)资助

† Tel: 028-85412819

Email: baidalu0@tom.com

收稿日期: 2008-05-28

修回日期: 2008-10-12

$$\left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta - i(u-\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta + i(u+\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta\epsilon - i(u-\epsilon\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta\epsilon + i(u+\epsilon\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] \right\} A(\omega) \quad (5)$$

式中, erf 为误差函数, $\delta = a/\omega_0$, $u = x/\omega_0$ 为相对横向坐标, $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda_0$ 为瑞利长度, ω_0 为载波频率. 设

$$A(t) = \exp[-t^2/2T^2] \exp(-i\omega_0 t) \quad (6)$$

式中 T 表示脉冲宽度. 将式(6)代入式(3)得

$$A(\omega) = T \exp[-(T^2/2)(\omega - \omega_0)^2] \quad (7)$$

则入射源光束的光谱强度为

$$S^{(0)}(\omega) = |A(\omega)|^2 = T^2 \exp[-T^2(\omega - \omega_0)^2] \quad (8)$$

从式(5)得衍射场光谱表达式

$$S(x, z, \omega) = |E(x, z, \omega)|^2 = S^{(0)}(\omega) M(x, z, \omega) \quad (9)$$

式中

$$M(x, z, \omega) = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{i(\omega/\omega_0)}{z/z_0 + i(\omega/\omega_0)}} \exp[-ikz] \exp\left[-\frac{i(\omega/\omega_0)u^2}{z/z_0 + i(\omega/\omega_0)}\right] \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta - i(u-\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta + i(u+\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta\epsilon - i(u-\epsilon\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(z/z_0)\delta\epsilon + i(u+\epsilon\delta)(\omega/\omega_0)}{\sqrt{(z/z_0)^2 + i(z/z_0)(\omega/\omega_0)}} \right] \right\} \right|^2 \quad (10)$$

式(10)是光谱调制函数, 描述杨氏双缝对源光谱 $S^0(\omega)$ 的调制. 被双缝调制的衍射场光谱为入射源光谱 $S^0(\omega)$ 和调制函数 $M(x, z, \omega)$ 的乘积. 从式(9)可以看出, 被双缝调制的飞秒高斯脉冲衍射场的光谱与脉冲宽度 T 、载波频率 ω_0 、遮拦比 ϵ 、传输距离 z 以及相对横向坐标位置 u 等有关.

在 $Q(x, z, \omega)$ 点的总光强为^[20]

$$I(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x, z, \omega) d\omega \quad (11)$$

2 光谱移动和光谱开关

利用所得公式对通过杨氏双缝的飞秒高斯脉冲在衍射场的光谱做了数值计算. 定义平均频率

$$\bar{\omega}(x, z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega |E(x, z, \omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x, z, \omega)|^2 d\omega}$$

ω 为光谱带宽内某一频率, ω_0 为载波频率, $\bar{\omega} > \omega_0$ 时, 光谱蓝移, $\bar{\omega} < \omega_0$, 光谱红移. 计算中 $\omega_0 = 2.355 \text{ fs}^{-1}$, $T = 5 \text{ fs}$, $a = 1 \text{ mm}$, $\tau_0 = 1 \text{ mm}$ 保持不变.

图 2 给出了遮拦比 $\epsilon = 0.8$ 时 $Q(x, z, \omega)$ 点的光强分布和对应的相对平均频率灰度分布. 与图 2 对应的光谱开关参量列于表 1, 其中 I_{\min} 和 u_{\min} 分别为光强极小值及其位置, u_c 和 S_{\min} 分别为光谱开关的临界位置和极小值, n 为开关阶数. 从图 2 和表 1 可以看出, 光强极小值位置分布与光谱开关的位置分布相对应, 光谱开关发生在光强极小值位置附近.

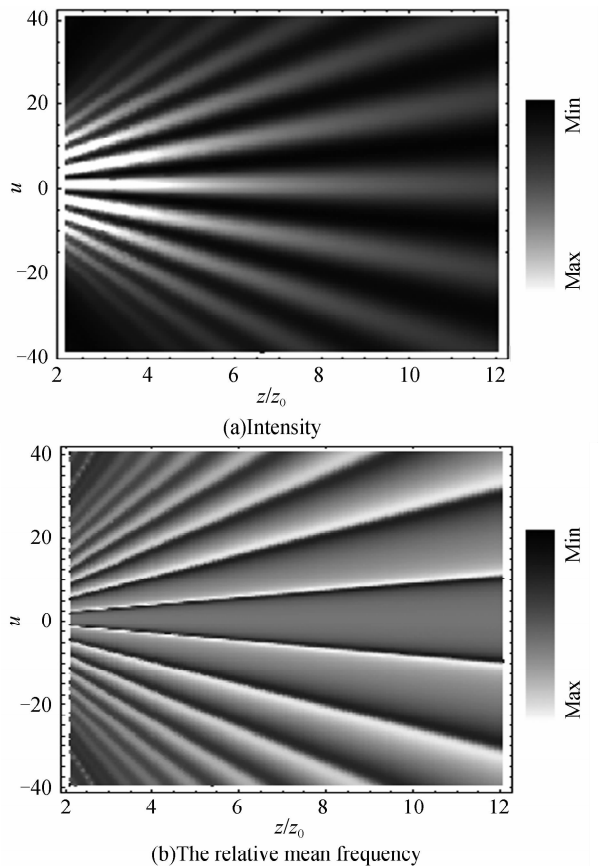


图 2 光强分布和相对平均频率灰度分布, $\epsilon = 0.8$
Fig. 2 Contour lines of the intensity for $\epsilon = 0.8$ coded plot of the relative mean frequency $(\bar{\omega} - \omega_0)/\omega_0$

例如, 当 $z/z_0 = 10, 12$ 时, 在 $-40 \leq u \leq 40$ 范围内有 4 个光强极小值和 4 个光谱开关, 且光谱开关的极小值为零 $S_{\min} = 0$, 属于奇点光学效应.

表 1 与图 2 对应的光谱开关参量

n	1	2	
$z/z_0=10$	u_{\min}	± 8.723	± 26.197
	I_{\min}	0.009	0.067
	u_c	± 8.754	± 26.285
	S_{\min}	0	0
$z/z_0=12$	u_{\min}	± 10.468	± 31.436
	I_{\min}	0.009	0.067
	u_c	± 10.507	± 31.542
	S_{\min}	0	0

图 3 给出了遮拦比 $\epsilon=0.2$ 时 $Q(x, z, \omega)$ 点的光强分布和对应的相对平均频率灰度分布. 可见, 与 $\epsilon=0.8$ (图 2) 相似, 光谱开关发生在光谱极小值位置附近. 与图 2 相比, 衍射场中光谱开关个数减少, 这是由于双缝的调制程度减弱的缘故. 例如, 当 $z/z_0=10, 12$ 时, 在 $-40 \leq u \leq 40$ 范围内有 2 个光谱极小值和 2 个光谱开关.

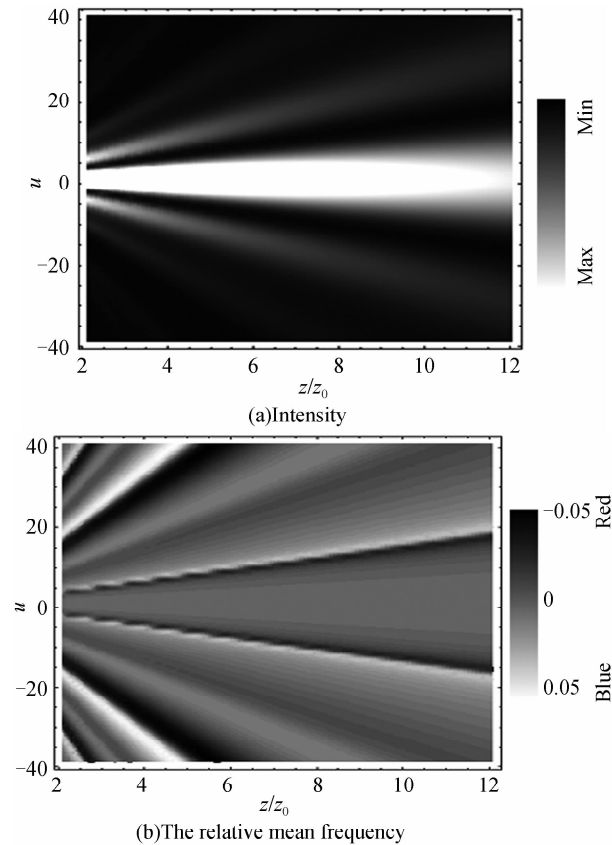


图 3 光强分布和相对平均频率灰度分布, $\epsilon=0.2$

Fig. 3 Contour lines of the intensity for $\epsilon=0.2$ coded plot of the relative mean frequency $(\bar{\omega}-\omega_0)/\omega_0$

图 4(a) 给出了点 $(u, z/z_0)=(12, 10)$ 处的归一化光谱 $S(\omega)=S(x, z, \omega)/S_{\max}(x, z, \omega)$ ($S_{\max}(x, z, \omega)$ 为光谱最大值). 可见, 当遮拦比 $\epsilon=0.38$ 或 0.42 时, 光谱分别对应红移和蓝移; 当 $\epsilon=0.392$ 时, 源光谱分裂为两条等高的谱线, 即发生了光谱开关, 且 $S_{\min}=0$. 图 4(b) 给出了点 $(u, z/z_0)=(12, 10)$ 处归一化光谱 $S(\omega)$ 作为相对频率 ω/ω_0 和遮拦比 ϵ 的函数在区间 $0.38 \leq \epsilon \leq 0.42$ 的变化过程. 可以看出, 当

遮拦比 $\epsilon=0.38$ 时, 光谱为红移, 且次峰峰值较小, 随 ϵ 的增加, 次峰峰值增加; 当 $\epsilon=0.392$ 时, 双缝等高, 出现光谱开关; 继续增加 ϵ , 次峰变为主峰, 光谱变为蓝移.

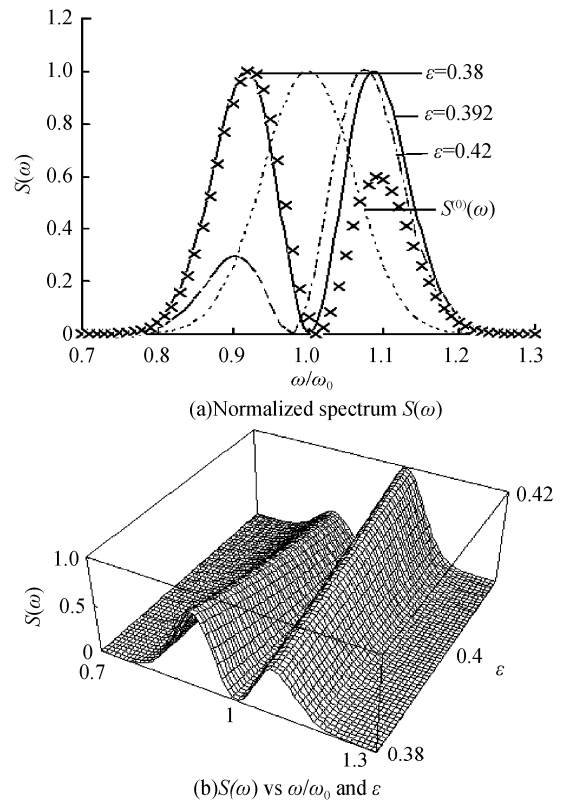
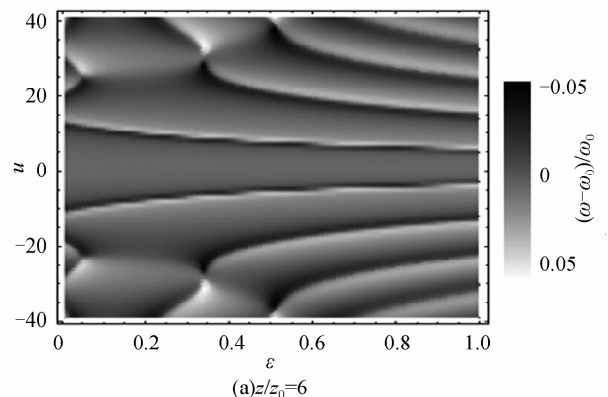


图 4 不同遮拦比 ϵ 对应的归一化光谱 $S(\omega)$ 和归一化光谱 $S(\omega)$ 随 ω/ω_0 和 ϵ 的变化

Fig. 4 Normalized spectrum $S(\omega)$ and Normalized power spectrum $S(\omega)$ as a function of ω/ω_0 and ϵ at the observation point $(u, z/z_0)=(12, 10)$

图 5 给出了不同传输距离时, 相对平均频率灰度随相对坐标 u 和遮拦比 ϵ 的变化图. 图 5(a) 和 (b) 分别对应 $z/z_0=6$ 和 10 情况, 从图 5(a) 可以看出, 当 $\epsilon=0$ 时, 在 $-40 \leq u \leq 40$ 范围内有 6 个光谱开关; 离轴最近的第一个光谱开关的位置随 ϵ 的增加更靠近光轴, 第二个光谱开关的位置随 ϵ 的增加而远离光轴, 在 $\epsilon > 0.04$ 时开关消失. 第三个光谱开关的位置随 ϵ 的增加靠近光轴, 在 $\epsilon > 0.04$ 时开关



(a) $z/z_0=6$

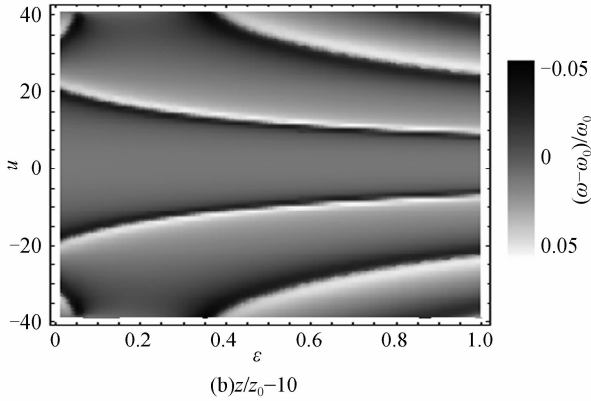


图 5 相对平均频率灰度随 u 和 ϵ 的变化
Fig. 5 Color-coded plot of the relative mean frequency $(\bar{\omega}-\omega_0)/\omega_0$ as a function of u and ϵ

消失;此外,第二、三个光谱开关分别在 $\epsilon > 0.24$ 和 $\epsilon > 0.49$ 时出现,它们的位置随 ϵ 的增加而靠近光轴.与图 5(a)相比,在图 5(b)中,光谱开关数量减少;第一光谱开关位置随 ϵ 的增加靠近光轴,而第二开关位置随 ϵ 的增加远离光轴,在 $\epsilon > 0.04$ 时开关消失;此外,第二个光谱开关在 $\epsilon > 0.37$ 时出现,它的位置随 ϵ 的增加而靠近光轴.

图 6 给出了不同载波频率和脉冲宽度下,相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0$ 随相对坐标 u 的变化曲线.计算参量为 $\epsilon = 0.8, z/z_0 = 6$.定义相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0 = (\omega_{\max} - \omega_0)/\omega_0, \omega_{\max}$ 为光谱最大值所对应的频率.可见,在 $0 \leq u \leq 40$ 范围内有 4 个光谱开关,且相对光谱移动随载波频率和脉冲宽度的减小而增大,但光谱开关的位置随载波频率和脉冲宽度的变化并不明显.

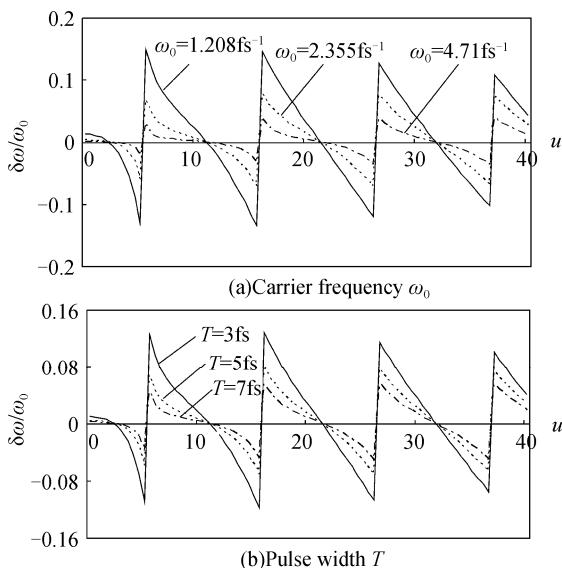


图 6 不同载波频率和脉冲宽度下,相对光谱移动 $\delta\omega/\omega_0$ 随 u 的变化
Fig. 6 Relative spectral shift $\delta\omega/\omega_0$ versus the relative propagate distance u for different values of the carrier frequency ω_0 and the pulse width T

3 在信息编码和传输中的应用

图 7 给出了空间场点 $z/z_0 = 10, u = 12$ 处高斯脉冲的相对平均频率 $(\bar{\omega} - \omega_0)/\omega_0$ 随遮拦比 ϵ 的变化曲线.可见,当 $\epsilon = 0$ 时,光谱为红移,随 ϵ 的增加红移量增大;当 ϵ 增大到 0.33 时,红移量开始变小并逐渐变为蓝移($\epsilon > 0.4$).利用此光谱变化可以进行信息编码和信息传输,文献[11,13,17-18]已提出了一些方案.不同的是本文提出改变遮拦比实现二进制信息编码和信息传输.假设蓝移对应字节“1”,红移对应字节“0”.在图 8 中,信息“1”被蓝移编码,而信息“0”被红移编码.当 $\epsilon = 0.5$ 时,在观察点出现蓝移,这意味着信息“1”被接收,而 $\epsilon = 0.3$ 时,出现红移,信息“0”被接收.因此,适当改变遮拦比 ϵ ,则可以实现信息编码和传输.

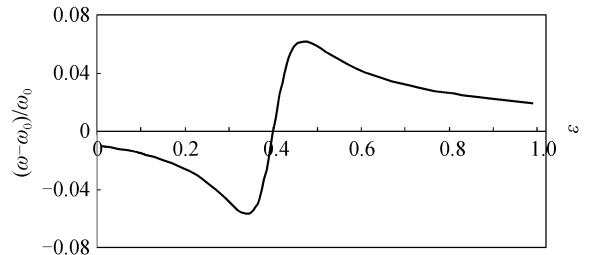


图 7 空间场点 $z/z_0 = 10, u = 12$ 处高斯脉冲的相对平均频率 $(\bar{\omega} - \omega_0)/\omega_0$ 随遮拦比 ϵ 的变化曲线

Fig. 7 The relative mean frequency $(\bar{\omega} - \omega_0)/\omega_0$ as a function of the obscuration ratio ϵ at the observation point $(u, z/z_0) = (12, 10)$

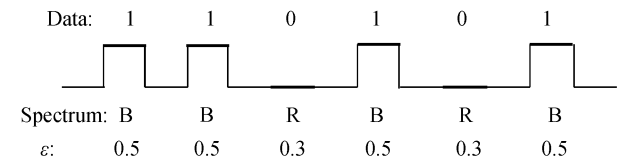


图 8 改变遮拦比 ϵ 实现二进制信息编码和信息传输示意
Fig. 8 Illustration for the information encoding and information transmission by controlling the obscuration ratio ϵ

4 结论

本文对飞秒光脉冲在杨氏实验中的光谱移动和光谱开关做了研究,着重分析了遮拦比对衍射场中光谱开关的影响.结果表明,遮拦比影响光谱开关的个数和出现光谱开关的位置.衍射场中光谱开关的个数随遮拦比的减小而减少,在某一传输距离处(例如 $z/z_0 = 10$),第一个光谱开关的位置随遮拦比的增加更靠近光轴,而第二个光谱开关的位置并不随遮拦比的变化而连续变化,而是有所间断(在 $0.04 \leq \epsilon \leq 0.37$ 范围内开关消失).此外,出现光谱开关处的相对光谱移动随载波频率和脉冲宽度的减小而增加.因 $S_{\min} = 0$,本文研究的杨氏实验中飞秒光脉冲出现的光谱开关属于奇点光学效应.与稳态光

束不同,飞秒光脉冲是非稳态光源,含有更多可调节的光脉冲参量包括载波频率,脉冲宽度,啁啾参量等.因此,飞秒光脉冲更有利于信息编码和传输等应用.

参考文献

- [1] SOKIN M S, VASNETSOV M V. "Singular optics" in progress in optics [M]. WOLF E, ed. Amsterdam: Elsevier, 2001, **42**: 219-276.
- [2] FOLEY J T, WOLF E. Phenomenon of spectral switches as a new effect in singular optics with polychromatic light [J]. *JOSA A*, 2002, **19**(12): 2510-2516.
- [3] PU J X, ZHANG H H, NEMOTO S. Spectral shifts and spectral switches of partially coherent light passing through an aperture[J]. *Opt Commun*, 1999, **162**(1-3): 57-63.
- [4] PU J X, NEMOTO S. Spectral shifts and spectral switches in diffraction of partially coherent light by a circular aperture[J]. *IEEE J Quant Electron*, 2000, **36**(12): 1407-1411.
- [5] PAN L Z, LÜ B D. The spectral switch of partially coherent light in Young's experiment [J]. *IEEE J Quant Electron*, 2001, **37**(11): 1377-1381.
- [6] PU J X, NEMOTO S. Spectral changes and $1 \times N$ spectral switches in the diffraction of partially coherent light by an aperture[J]. *JOSA A*, 2002, **19**(2): 339-344.
- [7] KANDPAL H C. Experimental observation of the phenomenon of spectral switch[J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2001, **3**(4): 296-299.
- [8] KANDPAL H C, ANAND S, VAISHYA J S. Experimental observation of the phenomenon of spectral switching for a class of partially coherent light[J]. *IEEE J Quant Electron*, 2002, **38**(4): 336-339.
- [9] 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]. *JOSA A*, 2002, **19**(11): 2223-2228.
- [10] YADAV B K, RIZVII S A M, KANDPAL H C. Experimental observation of spectral changes of partially coherent light in Young's experiment [J]. *J Opt A: Pure Appl Opt*, 2006, **8**(1): 72-76.
- [11] PU J X, CAI C, NEMOTO S. Spectral anomalies in Young's double-slit interference experiment [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(21): 5131-5139.
- [12] CAI Chao, PU Ji-xiong. Phenomena of spectral anomalies of partially coherent light focused by a lens with chromatic aberration [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(12): 1456-1460.
蔡超,蒲继雄.部分相干光被色差透镜聚焦的光谱异常现象 [J]. 光子学报, 2004, **33**(12): 1456-1460.
- [13] ANAND S, KAMALASANAN M N. Experimental study of the spectral anomalies in Young's interference experiment [J]. *Opt Commun*, 2006, **266**(2): 469-472.
- [14] RAO Lian-zhou, QU Biao, CHEN Zi-yang, et al. The spectral changes of partially coherent light diffracted by a slit [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(3): 467-471.
饶连周,渠彪,陈子阳,等.部分相干光经单缝衍射后的光谱变化 [J]. 光子学报, 2007, **36**(3): 467-471.
- [15] CHEN Zi-yang, PU Ji-xiong. Analytical characterization of spectral anomalies in Young's double-slit interference experiment [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 733-737.
陈子阳,蒲继雄.杨氏双缝干涉实验中光谱奇异现象的特性分析 [J]. 光子学报, 2007, **36**(4): 733-737.
- [16] PAN Liu-zhan, FENG Jian-wu, DING Chao-liang. On-axis spectral changes of gaussian schell-model beams passing through an astigmatic aperture lens [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8): 1448-1452.
- [17] YADAV B K, RIZVI S A M, RAMAN S, et al. Information encoding by spectral anomalies of spatially coherent light diffracted by an annular aperture [J]. *Opt Commun*, 2007, **269**(2): 253-260.
- [18] YADAV B K, BISHT N S, MEHROTRO R, et al. Diffraction-induced spectral anomalies for information encoding and information hiding- possibilities and limitations [J]. *Opt Commun*, 2007, **277**(1): 24-32.
- [19] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [20] AGRAWAL G P. Spectrum-induced changes in diffraction of pulsed optical beams [J]. *Opt Commun*, 1998, **157**(1): 52-56.

Spectral Shifts and Spectral Switches of Femtosecond Optical Pulses in Young's Interference Experiment

DING Chao-liang¹, LÜ Bai-da¹, PAN Liu-zhan²

(1 *Institute of Laser Physics & Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

(2 *Department of Physics, Luoyang Normal College, Luoyang, Henan 471022, China*)

Abstract: Starting from the Huygens-Fresnel diffraction integral, the spectral shifts and spectral switches of femtosecond optical pulses in Young's interference experiment are studied and analyzed numerically. It is shown that the spectral shifts and spectral switches, which take place in Young's interference experiment, depend on the pulse width, carrier frequency, obscuration ratio and the position of field points in general. The number of the spectral switches decreases with decreasing obscuration ratio, and the relative spectral shifts at the spectral switches increases with decreasing carrier frequency and pulse width. The spectral switches studied in this paper belong to the phenomenon of singular optics because the minimum at the spectral switches $S_{\min} = 0$. The information encoding and transmission can be achieved by a suitable variation of the obscuration ratio.

Key words: Femtosecond optical pulse; Young's interference experiment; Spectral shift; Spectral switch



DING Chao-liang is a Ph. D. degree candidate at Sichuan University, and his research interests focus on partially coherent light, laser-beam propagation, and transformation.