

# 具有空间高斯分布的飞秒光脉冲 在自由空间传播时的畸变

蒋文斌 孙迭麓 李富铭

(复旦大学物理系, 上海)

## Distortion of femtosecond optical pulses with Gaussian space distribution propagating in free space

Jiang Wenbin, Sun Diechi, Li Fuming

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

**摘要:** 本文利用基尔霍夫-菲涅耳公式, 计算了空域和时域均为高斯分布的飞秒光脉冲在自由空间传播时产生的脉冲畸变。当脉冲时间宽度达到甚至小于1个光周期时, 这种畸变尤为明显。

**关键词:** 飞秒光脉冲; 脉冲畸变

### 一、前言

自从 Fork 等人采用碰撞锁模(OPM)的方法获得飞秒激光脉冲<sup>[1]</sup>以来, 人们一方面通过对 OPM 染料激光器进行腔内色散补偿, 另一方面又采用光纤和光栅对的压缩技术, 获得了越来越短的脉冲。目前最短的光脉冲宽度已达到了 6 fs<sup>[2]</sup>。但是人们还在不断努力, 以图获得更短的光脉冲, 使之达到甚至小于一个光周期。可以预料, 光脉冲宽度达到这一范围已为期不远。与此同时, 一些新的物理现象将伴随而生, 从而导致对光的本性有进一步的认识。本文主要是从理论上对脉宽等于或小于一个光周期的光脉冲在自由空间中传播时产生的脉冲形变和空间频移等现象作一些探讨。

### 二、理论计算

假定脉冲在空域和时域都是高斯分布, 在平面  $z_0$  处(图1)电场为

$$E(r_0, \eta) = E_0 e^{-\frac{1}{2} r_0^2 / a_0^2 - \frac{1}{2} \eta^2 / \tau^2} e^{i\omega_0 \eta}, \quad (1)$$

其中  $\eta = t - z/c$  是脉冲的局域时间,  $\omega_0$  是激光振荡的中心频率,  $\tau$  和  $a_0$  分别是光脉冲在  $z_0$  平面处的时间宽度和空间光束宽度。

将  $E(r_0, \eta)$  作傅氏变换, 有

$$E(r_0, \eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(r_0, \omega) e^{i\omega\eta} d\omega, \quad (2)$$

其中

$$E(r_0, \omega) = E_0 \tau e^{-\frac{1}{2} r_0^2 / a_0^2} e^{-\frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \tau^2}. \quad (3)$$

光在自由空间的传播服从菲涅耳原理,

收稿日期: 1987年8月31日。

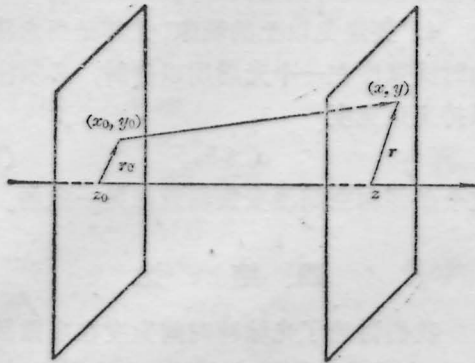


图 1

根据基尔霍夫-菲涅耳积分公式<sup>[3]</sup>

$$E(x, y, z, \omega) = \frac{i}{\lambda(z-z_0)} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0, z_0, \omega) \times e^{-\frac{i\pi}{\lambda(z-z_0)}[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]} dx_0 dy_0, \quad (4)$$

其中  $\lambda = 2\pi c/\omega$  是光的波长。

将(3)代入(4), 得到任意平面  $z$  处频率分量为  $\omega$  的场强

$$E(r, \omega) = \frac{iE_0\tau}{b^2/a_0^2 + i} e^{-\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\tau^2} \times e^{-\frac{r^2\tau^2}{2(a_0^2+\tau^2)}} e^{-i\frac{b^2r^2}{2(a_0^2+b^2)}}, \quad (5)$$

其中  $r = \sqrt{x^2+y^2}$ ,

$$b = b_0 \sqrt{\omega/\omega_0},$$

$b_0 = \sqrt{c(z-z_0)/\omega_0}$  定义为光束在  $z$  处的特征宽度。

如果

$$a_0^2 \ll b_0^2, \quad (6)$$

则(5)式通过傅氏反变换可得到

$$E(r, \eta) = -E_0 \frac{\tau a_0^2}{c(z-z_0)} \frac{(\eta-B-i\omega_0\tau^2)}{(x^2+A^2)^{3/2}} \times e^{-\frac{1}{2}\frac{\tau^2+\frac{1}{2}A^2}{\tau^2+A^2}} e^{-\frac{1}{2}\frac{(\eta-B)^2}{\tau^2+A^2}} \times e^{i\omega_0\tau^2\frac{(\eta-B)}{\tau^2+A^2}}, \quad (7)$$

其中与脉冲时间宽度有关的参量

$$A(r) = \frac{a_0 r}{c(z-z_0)}, \quad (8)$$

群延时参量

$$B(r) = \frac{r^2}{2c(z-z_0)}. \quad (9)$$

若满足

$$A^2 \ll \tau^2, \quad (10)$$

则式(7)可以简化为

$$E(r, \eta) = -E_0 \frac{a_0^2}{c\tau^2(z-z_0)} (\eta-B-i\omega_0\tau^2) \times e^{-\frac{1}{2}r^2/a^2} e^{-\frac{1}{2}(\eta-B)^2/\tau^2} \cdot e^{i\omega_0(1-\frac{A}{c\tau})\tau^2} \quad (11)$$

其中光束在  $z$  处的宽度

$$a = \frac{c(z-z_0)}{\omega_0 a_0}. \quad (12)$$

### 三、结果与讨论

1. 从式(11)可以看出,

(a) 由于群延时参量  $B(r)$  是  $r$  的二次函数, 可见对确定的时刻  $t$ , 光束中心和边缘的脉冲峰值不在同一平面  $z$  处。这将影响脉冲时间宽度的测量值。

(b) 沿着光束径向, 激光振荡频率呈减小趋势, 其变化

$$\Delta\omega(r) = -\frac{A^2(r)}{r^2} \omega_0. \quad (13)$$

由此可见,  $\Delta\omega(r)$  也是  $r$  的二次函数。若  $r = a$ , 则

$$A(a) = 1/\omega_0. \quad (14)$$

所以光束边缘和中心振荡频率之差

$$\Delta\omega(a) = -\frac{1}{\omega_0^2 \tau^2} \omega_0. \quad (15)$$

可见  $\Delta\omega(a)$  和  $\tau$  是平方反比关系(图2), 对光脉冲宽度在毫微微秒量级, 特别是在一个光周期附近时, 这种空间频移现象尤为显著。

取一组数据:  $z-z_0 = 1\text{ m}$ ,  $\omega_0 = 3 \times 10^{15}\text{ rad/s}$ ,  $a_0 = 10^{-4}\text{ m}$ ,  $\tau = 2\text{ fs}$ ; 那么  $b_0 = \sqrt{10} \times 10^{-4}\text{ m}$ ,  $a = 10^{-3}\text{ m}$ ,  $A(a) = 0.3\text{ fs}$ ,  $B(a) < 0.1\text{ fs}$ 。这样条件(6)式和(10)式可满足, 由(15)式可得到光束边缘和中心波长差

$$\Delta\lambda(a) = 17\text{ nm}$$

(c) 在上面这种情况下, 由于  $B(a) \ll \tau$ , 群延时参量  $B$  的变化对光脉冲时间宽度的测量值几乎没有影响。

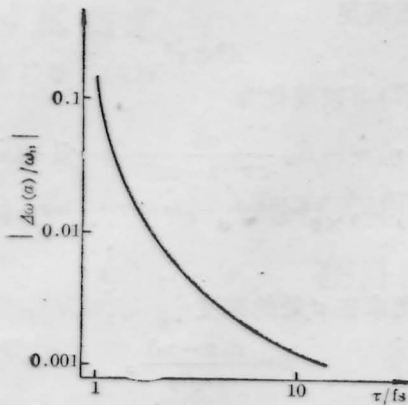


图 2

2. 我们考察(7)式, 如果脉宽进一步压缩, 以至于条件(10)式不能成立, 那么经过一段距离的传播, 光脉冲时间宽度

$$\tau' = \sqrt{\tau^2 + A^2(r)} \quad (16)$$

即沿光束径向, 脉宽呈加宽趋势, 这时光脉冲在自由空间的传播对脉宽的影响不容忽视。

3. 由(11)式, 光强可以用

$$I = I_0 \frac{a_0^4 \omega_0^2}{c^2 (z - z_0)^2} \left[ 1 + \left( \frac{\eta - B}{\omega_0 \tau^2} \right)^2 \right] \times e^{-r^2/a^2} e^{-(\eta - B)^2/\tau^2} \quad (17)$$

来表示。由于在脉冲中央部分,  $\eta - B \ll \omega_0 \tau^2$ , 所以脉冲保持高斯型; 在边缘, 光强下降的趋

(上接第 102 页)

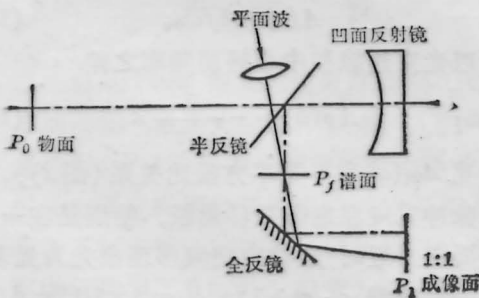


图 6 实验光路图

运算的效果。光路布置如图 6。制作匹配滤波器时, 用会聚透镜引入一束会聚于  $P_1$  面的参考光。此参考光和  $P_s$  面上的谱分布干涉, 产生所需要的匹配滤波器的复振幅。用干板记录下这干涉图案, 就得到匹配滤波器。复位于干板后, 就可进行匹配滤波。图 7 是实验结果, 左边的白点就是自相关点, 右边是物

势相对较缓慢, 稍偏离原先的高斯型。

4. 要避免以上的现象, 尤其是当光脉冲的时间宽度在一个光周期以内时, 必须注意保持光束宽度

$$a_0 \gg b_0. \quad (18)$$

这个条件和空间缓变振幅近似是一致的。

## 四、结 论

我们讨论了光脉冲时间宽度在毫微微秒量级, 尤其是在等于或小于一个光周期时, 光脉冲在自由空间传播时产生的一些新现象, 如空间频移、脉冲时间宽度和轮廓的变化等, 这些现象将影响脉冲的一系列性质, 如对脉冲压缩时难以完全消除啁啾, 光脉冲在光纤中传播时性质有所变化, 等等。最后我们给出了避免这种现象的条件, 相当于空间缓变振幅近似。

## 参 考 文 献

- 1 R. L. Fork *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 671 (1981)
- 2 C. H. Brito-Cruz *et al.*, CLEO'87-IQEC'87
- 3 J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, USA, 2nd ed., 1975)

体  $t_0$  的像。



图 7 反射镜系统匹配滤波实验结果

## 参 考 文 献

- 1 A. S. Husain-Abidi, US Patent 213558
- 2 A. S. Husain-Abidi, US Patent 277541
- 3 A. S. Husain-Abidi, US Patent 360529
- 4 P. C. Mchta *et al.*, *Appl. Opt.*, **16**(2), 445(1977)
- 5 A. Offer, US Patent 3748015
- 6 A. Suzuki, US Patent 4167677
- 7 A. Suzuki, *Appl. Opt.*, **2**(24), 3943(1983)
- 8 A. Suzuki, *Appl. Opt.*, **22**(24), 3950(1983)
- 9 C. S. Ih *et al.*, *Appl. Opt.*, **19**(24), 4196 (1980)
- 10 B. I. Spektor, World Patent Acc No. 85-060730/10
- 11 B. I. Speltor, World Patent Acc No. 85-140073/23