

飞秒脉冲展宽器的设计*

蒋 捷 杨天新 于 建 李世忱
(天津大学精仪系, 天津 300072)

摘 要 以群速度色散展宽脉冲理论和基尔霍夫-菲涅耳积分为基础, 合理地设计了一种紧凑有效的飞秒脉冲展宽器, 不仅获得了较大的脉冲展宽比, 而且光束通过展宽器后其空间特性也得到恢复。

关键词 群速度色散, 基尔霍夫-菲涅耳积分, 飞秒脉冲展宽器。

1 引 言

由于钛宝石晶体具有宽增益带宽, 高饱和能量以及高损伤阈值等优点, 使它成为超短脉冲放大器的最具吸引力的放大介质之一。在钛宝石放大系统中均采用啁啾脉冲放大(CPA)技术, 它克服了在超短脉冲放大过程中由于放大介质的自聚焦效应而导致的放大介质光学损伤^[1-4]。钛宝石啁啾脉冲放大的基本思想是把自锁模钛宝石激光器产生的 fs 脉冲通过脉冲展宽器展宽成 ps 脉冲, 降低它的峰值功率, 然后将展宽的 ps 脉冲加以放大, 放大后的 ps 脉冲通过脉冲压缩器压缩至接近初始的脉冲宽度。作者设计了一种紧凑有效的展宽器, 采用脉冲四次通过单光栅的方法, 既克服了一般展宽器的复杂结构, 又获得了较大的脉冲展宽比, 并且由于设计成四程通过单光栅, 还保证了激光束的空间特性得到恢复。

2 脉冲展宽器的设计

脉冲展宽器被设计成具有正群速度色散, 结构如图 1 所示。

尽管透射式光栅具有衍射效率高, 易于调整到李特洛状态, 结构紧凑, 不易损伤等优点, 但是也不可避免地引入了色差。而色差将导致展宽器和压缩器之间的正负色散量失配, 并且破坏光束质量。只有反射式光栅才能避免色差, 从而使光脉冲经过展宽器后时间和空间上均得到最大限度的恢复。

图 2 是图 1 的等效光路图。

现在来讨论入射高斯脉冲经过这样的展宽器是如何展宽的, 以及空间特性如何得到恢复。

假设入射脉冲具有高斯空间分布, 其振幅谱分布为:

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1995 年 12 月 8 日; 收到修改稿日期: 1996 年 3 月 25 日

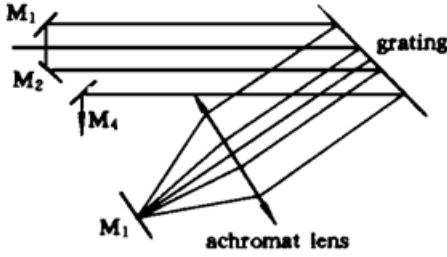


Fig. 1 Schematic of a four-pass grating stretcher with positive GVD

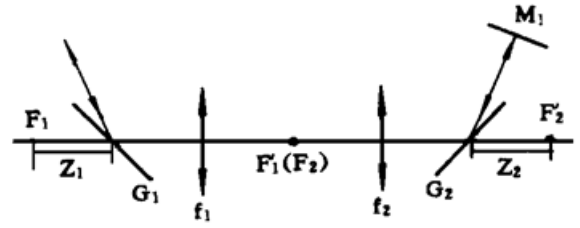


Fig. 2 Equivalent schematic of four-pass grating stretcher with positive GVD

$$a_0(x_0, \omega) = a_i(\omega) \exp \left[- \frac{ikx_0^2}{2q(d)} \right] \quad (1)$$

其中

$$q(d) = d + ik\omega_0^2/2 \quad (2)$$

ω_0 是高斯光束的束腰半径, d 是束腰和展宽器光栅的距离。这样的高斯光束经过光栅后其空间频率将发生变化。

设光栅方程为:

$$b(\sin \gamma + \sin \theta) = \lambda \quad (3)$$

其中 γ 是入射角, θ 是衍射角, b 是光栅常数。在近轴条件下由(3)式进行一阶微分, 可得:

$$\Delta\theta = \alpha\Delta\gamma + \beta\omega \quad (4)$$

这里

$$\alpha = - \frac{\cos \gamma_0}{\cos \theta_0} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{\lambda^2}{2\pi cb \cos \theta_0} \quad (6)$$

γ_0, θ_0 分别对应中心频率 ω_0 的入射角和衍射角。并且有:

$$\Delta\theta = \theta - \theta_0, \quad \Delta\gamma = \gamma - \gamma_0, \quad \omega = 2\pi(\nu - \nu_0)$$

对(1)式进行空间傅里叶变换, 并考虑到(4)式, 然后进行空间逆傅里叶变换, 可以得到入射高斯光束经过光栅衍射后的出射光束为:

$$a_1(x_1, \omega) = c_1 a_i(\omega) \exp \left[- i \frac{k\alpha^2 x_1^2}{2q(d)} \right] \exp(ik\beta\omega x_1) \quad (7)$$

其中 c_1 是常数变换因子, 它使能量保持守恒, 而 x 轴的定义要确保色散发生在 $x - z$ 平面^[5]。

利用基尔霍夫-菲涅耳积分方程^[6], 由(7)式可以求得如图2所示的焦点 F_1 处的振幅谱分布 $a_2(x_2, \omega)$ 为:

$$a_2(x_2, \omega) = c_2 a_i(\omega) \exp \left[- i \frac{kx_2^2}{2z_1} \right] \exp \left[\frac{ikq(d)(x_2 + \beta\omega z_1)^2}{2q(d + \alpha^2 z_1) z_1} \right] \quad (8)$$

由图2可见, 因为光栅置于透镜和焦点之间, 所以 z_1 为负值。而从 F_1 到 F_2 是一个完全成像系统, 并且 $f_1 = f_2, z_1 = z_2$, 所以 F_2 处的振幅谱分布 $a_3(x_3, \omega)$ 可以通过令 $x_3 = -x_2$ 而求得。

$$a_3(x_3, \omega) = c_3 a_i(\omega) \exp \left[-i \frac{kx_3^2}{2z_1} \right] \exp \left[\frac{ikq(d)(-x_3 + \beta\alpha z_1)^2}{2q(d + \alpha^2 z_1)z_1} \right] \quad (9)$$

仍然利用基尔霍夫-菲涅耳积分方程, 由(9)式可以求得从光栅 G_2 出射前的振幅谱分布 $a_4(x_4, \omega)$ 为:

$$a_4(x_4, \omega) = c_4 a_i(\omega) \exp \left[-i \frac{kx_4^2}{4z_1} \right] \exp \left[\frac{ikq(d)(x_4 + 2\beta\alpha z_1)^2}{4q(d + 2\alpha^2 z_1)z_1} \right] \quad (10)$$

由于光栅 G_2 是用来准直光束的, 光栅 G_1 的入射角为光栅 G_2 的衍射角, 而光栅 G_1 的衍射角为光栅 G_2 的入射角, 所以对光栅 G_2 , (4) 式应写成:

$$\Delta y = \frac{\Delta\theta}{\alpha} - \frac{\beta\omega}{\alpha} \quad (11)$$

利用空间傅里叶变换和逆变换, 并参照(11)式, 可得从光栅 G_2 出射的光束振幅谱分布 $a_5(x_5, \omega)$ 为:

$$a_5(x_5, \omega) = c_5 a_i(\omega) \exp \left[-\frac{i2k\beta^2\omega^2 z_1}{2} \right] \exp \left[-\frac{ik(x_5 + 2\alpha\beta\alpha z_1)^2}{2q(d + \alpha^2 z_1)} \right] \quad (12)$$

由(12)式可见, 展宽器的群速度色散可以表示为:

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} = -2k\beta^2 z_1 \quad (13)$$

由(12)式还可以发现, 光束的空间特性项中也包含 ω 项, 它描述了光束的频谱走离, 将导致脉冲展宽^[5]。然而这种形式的脉冲展宽必须加以避免, 因为它是以牺牲光束的质量为代价的。避免这种情况发生的办法是将光栅 G_2 出射的光束沿原路返回, 再一次经过该系统, 这样重复以上步骤, 即可得到从光栅 G_1 出射的光束振幅谱分布为:

$$a_6(x_6, \omega) = c_6 a_i(\omega) \exp \left[-\frac{i4k\beta^2\omega^2 z_1}{2} \right] \exp \left[-\frac{ikx_6^2}{2q(d + 4\alpha^2 z_1)} \right] \quad (14)$$

假设入射高斯脉冲的时域振幅为:

$$a_i(t) = \exp \left[-\frac{t^2}{2\tau_0^2} \right] \quad (15)$$

则利用(14)式可得该脉冲经过如图 1 所示的展宽器后其振幅分布为:

$$a_6(x_6, t) = c_6 \exp \left[-\frac{ikx_6^2}{2q(d + 4\alpha^2 z_1)} \right] \exp \left[-\frac{t^2}{2\tau^2} \right] \exp \left[\frac{i4k\beta^2 z_1 t^2}{2[(4k\beta^2 z_1)^2 + \tau^4]} \right] \quad (16)$$

其中

$$\tau = \left[1 + \left[\frac{\phi}{\tau_0} \right]^2 \right]^{1/2} \tau_0 \quad (17)$$

而

$$\phi' = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} = -4k\beta^2 z_1 \quad (18)$$

由(17)式可见, 通过合理选择光栅常数及消色差透镜的焦距, 并将二者利用图 1 所示结构合理布局, 就能得到所需的展宽比。从(14)式可见, 如果选择闪耀光栅用于李特洛装置, 则 $\alpha^2 = 1$, 经过这样的系统, 光束没有像散, 其空间特性也得到很好的恢复。

如果钛宝石自锁模激光器锁模脉宽为 100 fs, 中心波长为 780 nm, 在展宽器中光栅为 1200 l/mm 的闪耀光栅(闪耀波长为 780 nm), 消色差透镜焦距为 75 cm, 光栅和透镜距离为 30 cm, 则如图 1 所示的展宽器能将 100 fs 脉冲展宽 300 倍, 成为 30 ps。

结 论 设计了一种有效的飞秒脉冲展宽器, 从理论上证明了它不仅有较大的展宽比, 而且能够获得很好的光束质量。如果需要更大的展宽比, 则需选用 1800 l/mm 甚至 2400 l/mm 的镀金全息光栅。

参 考 文 献

- [1] Klaas Wynne, Gavin D. Reid, Robin M. Hochstresser, Regenerative amplification of 30 fs pulses in Ti:sapphire at 5 kHz. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(12) : 895~ 897
- [2] C. P. J. Barty, C. I. Gordon III, B. E. Lemoff, Multiterawatt 30 fs Ti:sapphire laser system. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(18) : 1442~ 1444
- [3] June-Koo Rhee, Thomas S. Sosnowski, Theodore B. Norris, Chirped-pulse amplification of 85 fs pulses at 250 kHz with third-order dispersion compensation by use of holographic transmission gratings. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(19) : 1550~ 1552
- [4] Jianping Zhou, Chung-Po Huang, Margaret M. Marnane *et al.*, Amplification of 26 fs, 2 TW pulses near the gain-narrowing limit in Ti:sapphire. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(1) : 64~ 66
- [5] O. E. Martinez, Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(7) : 929~ 933
- [6] 廖延彪编, 物理光学. 北京, 电子工业出版社, 1986 : 110

A Design of Femtosecond Pulse Stretcher

Jiang Jie Yang Tianxin Yu Jian Li Shichen
(Precision Instrument Department of Tianjin University, Tianjin 300072)
(Received 8 December 1995; revised 25 March 1996)

Abstract A kind of compact and effective femtosecond pulse stretcher are designed reasonably based on the Kirchhoff-Fresnel integral. Not only a high stretching rate has been obtained, but also the spatial characteristics of the light beam through the stretcher has been reconstructed.

Key words Kirchhoff-Fresnel integral, femtosecond pulse stretcher.