

KrF 准分子激光空间相干性测量

刘建胜 刘晶儒 魏燕明

(西北核技术研究所, 西安 710024)

摘 要 设计制作了一套反转剪切干涉仪, 测量了 KrF 准分子激光的空间相干性。用这种方法, 能够一次测量激光的空间相干度, 并且在不用条纹相机的条件下能够实时测量相干度随时间的变化过程。在有注入、无注入锁定及在非稳腔中经过不同路程条件下对激光的空间相干性进行了测量, 并且利用变换矩阵分析了相干度在非稳腔中的传播及其演变过程, 计算了激光在不同往返次数的相干带宽度。

关键词 KrF 准分子激光, 反转剪切干涉仪, 空间相干性, 变换矩阵。

在惯性约束聚变(ICF)、微光刻、微加工等激光应用领域中, 一项非常重要的关键技术就是要实现激光均匀辐照, 而空间相干性是影响辐照均匀性的一个重要因素。相干性好的激光容易产生干涉引起局部辐照不均匀。为此, 许多人在引导激光空间非相干性方面做了不少工作^[1, 2]。杨氏干涉^[3]是测量空间相干度最经典的方法, 但是它一次只能测量激光波阵面上两点之间的相干度强度。因此必须改变两针孔间距, 多次测量条纹可见度以确定相干带宽度, 而且针孔通光效率低, 测量效果差, 不适合脉冲准分子激光空间相干性的测量。为了了解准分子激光的空间相干性及其在激光产生过程中的演变, 本文作者设计制作了一套反转剪切干涉仪测量系统, 可以实现单次测量给出相干度的强度分布及相干带宽度, 利用狭缝和光电管就可以实时检测相干度随时间的变化过程。

1 实验测量系统

1.1 反转剪切干涉仪

Omatsu 等人^[4]利用反转剪切干涉仪和条纹相机对铜蒸汽激光的空间相干性进行了时间分辨测量。本文在此基础上, 在不用条纹相机的条件下, 利用较少的光学元件和简便的测量手段, 设计了一套结构紧凑的反转剪切干涉仪测量系统。反转剪切干涉仪如图 1 所示, 分束片 BS_1 将激光分成两束, 一束沿光路经反射镜 M_1 、 M_2 两次反射后, 波阵面沿 x 轴方向绕 y 轴反转 180° 与另一束激光以微小倾角相交, 在观察屏上产生干涉条纹。反

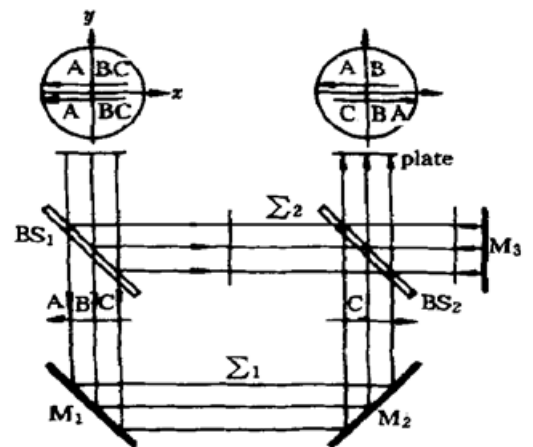


Fig. 1 The reversal shear interferometer

射镜 M_3 安装在可精密调节(分辨率为 $0.5 \mu\text{m}$)的动臂上,以补偿两路激光的光程差,干涉条纹的可见度沿 x 方向的变化反映了 x 方向空间相干度的分布。另外,通过调节动臂改变光程差观察干涉条纹的变化,也可以测量激光的时间相干性和线宽。

1.2 实验测量

COMPex 150 KrF准分子激光器是由振荡级和放大级组成的注入锁定可调谐激光器,重复频率工作(50 Hz),激光波长为 248 nm,脉宽为 25 ns,放大级为虚共焦非稳腔,腔长为 1380 mm,放大倍数为 10,光斑为 $20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 。实验测量系统如图 2 所示。测量相干度强度分布时,用相机把在一闪烁体上形成的干涉条纹成像在胶片上,用扫描仪扫描胶片可获得条纹的强度分布曲线。在无注入锁定(振荡级被挡住)条件下对非稳腔直接输出和在腔中往返 5 次的输出激光进行了空间相干性测量。为了进行后者的测量,需在腔中放置一带孔的斜输出耦合镜[见图 8(b)],拍摄的干涉条纹如图 3 所示。进行时间分辨测量时,在对应某一剪切距离处的干涉条纹后放一狭缝只允许亮条纹或暗条纹的一小部分通过并照射在光电管 GD51 上,用示波器记录单个条纹激光的时间波形。由于激光的相干性,单个条纹的强度不再是两路激光信号的简单叠加,在有注入锁定和无注入锁定两种条件下进行了测量,如图 4 所示。

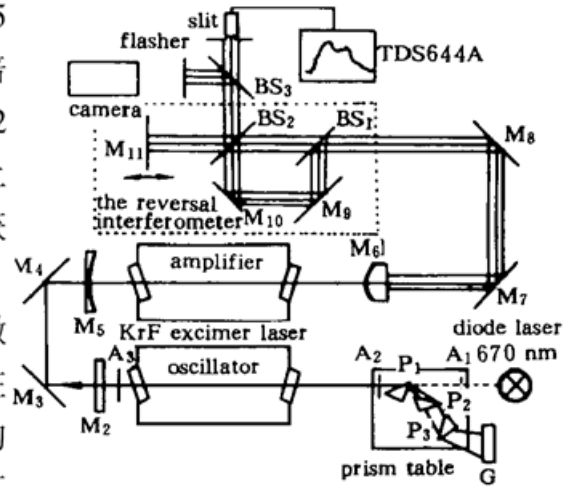


Fig. 2 The experimental setup

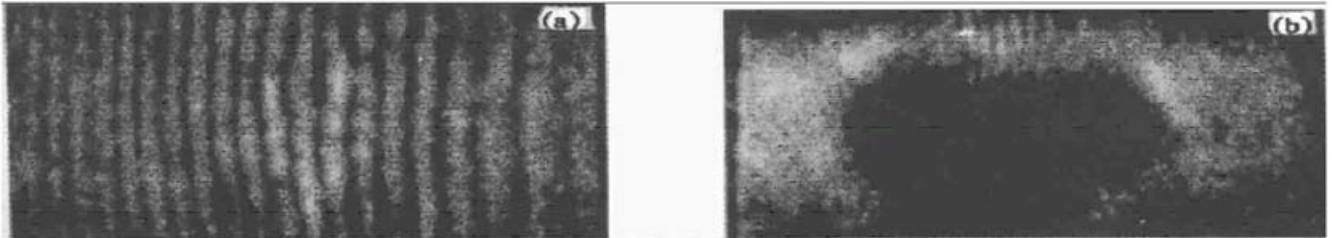


Fig. 3 The photographs of the interference fringes measured by the reversal interferometer for the output of the final (a) and the 5-pass (b) of the laser in the unstable resonator without injection locking respectively

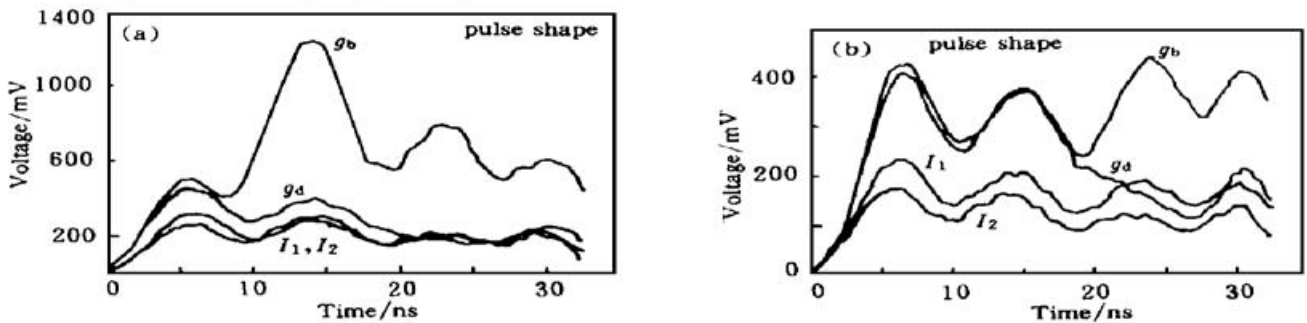


Fig. 4 The pulse shapes of KrF excimer laser. (I_1, I_2) and the pulse shapes of the bright and dark fringe (g_b, g_d). (a) With injection locking, (b) Without injection locking

2 实验数据处理

一束激光分成两束,其中一束在空间(如 x 方向)实现反转,经过等光程后两束激光在 x

方向以微小倾角相交产生干涉条纹，其强度分布为^[4]：

$$\left. \begin{aligned} g(x) &= a(x) + C|Y(x)| \cos [2\pi f_0 + \varphi(x)], \\ a(x) &= I_1 + I_2, \quad C = 2(I_1 I_2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

这里， $|Y(x)|$ 为相干度的模， x 为剪切距离， I_1 、 I_2 分别为两路光束的光强， f_0 是条纹的空间调制频率，由两光束相交的倾角决定。为了避免激光不均匀性造成的影响，采用傅里叶变换进行数据处理。(1) 式的傅里叶频谱为：

$$\left. \begin{aligned} G(f) &= A(f) + B(f - f_0) + B^*(f + f_0), \\ A(f) &= \mathcal{F}[a(x)], \quad B(f) = \mathcal{F}[CY(x)], \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中， \mathcal{F} 表示傅里叶变换。通过选取适当的空间调制频率 f_0 ，使 $A(f)$ 、 $B(f - f_0)$ 在频谱空间分开，选择 $B(f)$ 对其进行反傅里叶变换就可以计算出相干度的模。对图 3 进行数据处理的结果见图 5，两种条件下的相干带宽分别为 15 mm 和 3 mm。结果表明，随着激光在非稳腔中往返次数的增加，相干带宽增加，相干性变好。

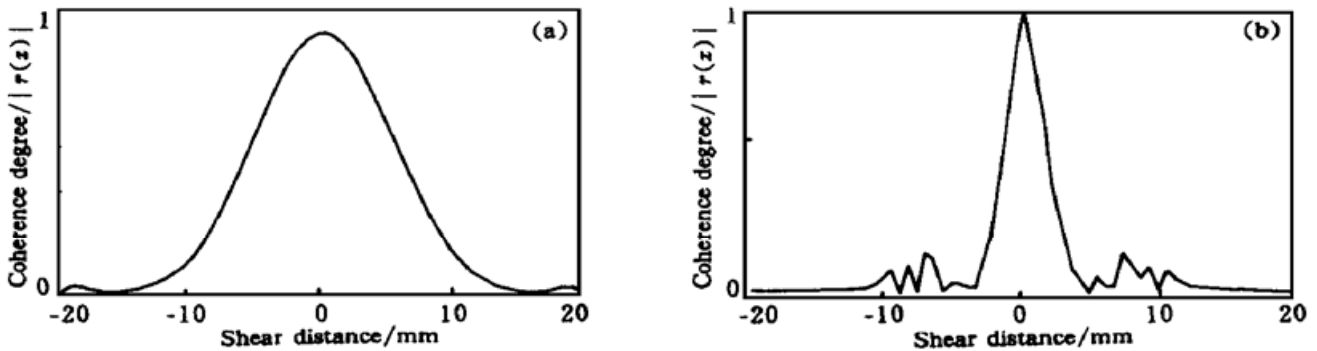


Fig. 5 The calculated coherence degree corresponding to Fig. 3. (a), (b) respectively

考虑相干度随时间的变化，在干涉条纹后放一狭缝，只让亮条纹或暗条纹照射在光电管上，则可以实时检测某一剪切距离 x 处干涉条纹随时间的变化：

$$\begin{aligned} g_b(x, t) &= a(x, t) + C(x, t)Y(x, t), & (\text{亮条纹}) \\ g_d(x, t) &= a(x, t) - C(x, t)Y(x, t), & (\text{暗条纹}) \end{aligned}$$

则

$$Y(x, t) = [g_b(x, t) - a(x, t)]/C(x, t)$$

或

$$Y(x, t) = [a(x, t) - g_d(x, t)]/C(x, t) \quad (3)$$

图 6 是对图 4 进行数据处理的结果。从中可以发现在有注入锁定条件下，激光经过较短的时间就可以获得较好的相干性，这是由于在注入锁定条件下种子光有较好的相干性的缘故。为了检测相干带宽度的变化过程，在不同剪切距离处进行了测量，其相干度随时间的变化见图 7(a)~ 图 7(d) 所示。可以发现随着剪切距离的增加，获得同一相干性所需的时间变长，也就是说相干带宽度在逐步增加，并且增加的过程具有阶梯性，反映了激光在非稳腔中传输往返不同次数引起相干性的变化，这与后面用光学矩阵方法分析激光在非稳腔中传输引起相干带宽度增加的过程一致。从图 7(b)、图 7(c)、图 7(d) 可以看出在 $t = 21-26$ ns 期间相干度大幅度增加对应的剪切距离 4.6 mm、13 mm、17 mm 处于 2~ 20 mm 之间，即对应于激光在非稳腔中的第七程(由于激光开始时放大的自发辐射非常弱，激光信号的零点应在第二程)。由于光电管响应时间(1.5 ns)的限制、干扰引起的噪声及数据处理带来的误差，相干度随时间变化的一些细节没有完全反映出来。图 7(e) 和图 7(f) 是理论计算的结果。

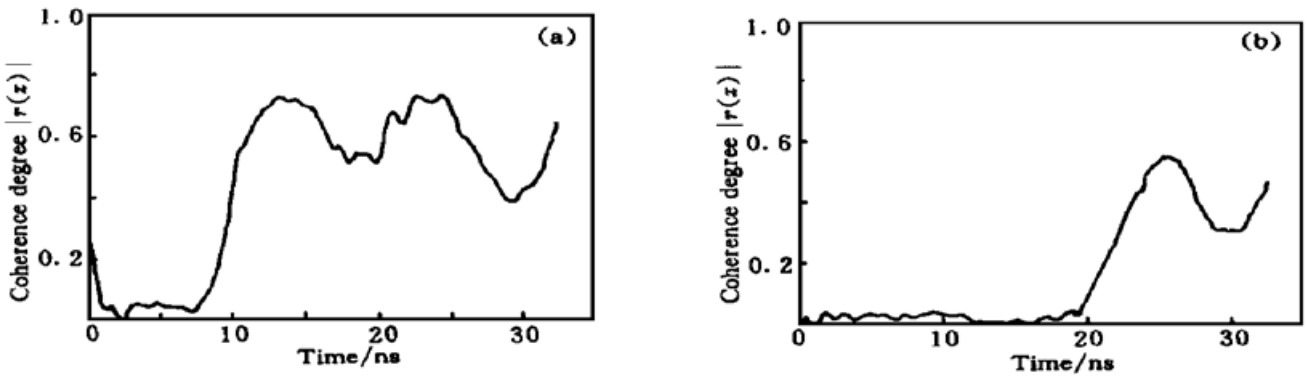


Fig. 6 The temporal change of the coherence degree calculated for Fig. 5 (a), (b) respectively

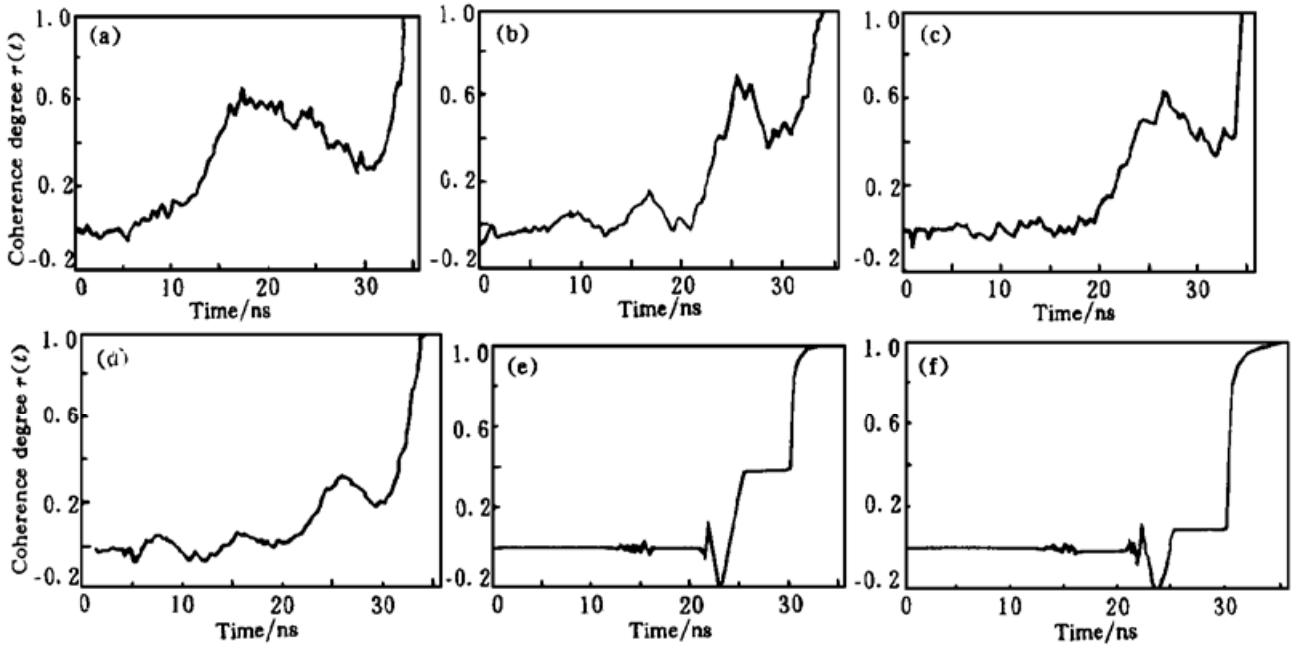


Fig. 7 The temporal change of the coherence degree at different shear distances. (a) Shear distance $|x| < 2$ mm, (b) Shear distance $|x| = 4.6$ mm, (c) Shear distance $|x| = 13$ mm, (d) Shear distance $|x| = 17$ mm, (e) Shear distance $|x| = 13$ mm, (f) Shear distance $|x| = 17$ mm

3 部分相干光在非稳腔中传输的理论分析

3.1 互强度传播的 ABCD 定律——柯林斯(Collins)公式的推广

不失一般性, 考虑一维情况, 相干光通过光学系统衍射的柯林斯公式为^[5]:

$$U_2(x_2) = \left[\frac{i}{\lambda B}\right]^{1/2} \exp(iKL) \int U_1(x_1) \exp\left[\frac{iK}{2B}(Ax_1^2 + Dx_2^2 - 2x_1x_2)\right] dx_1 \quad (4)$$

A、B、C、D 为光学系统变换矩阵元, 在准单色光近似下, 互强度 $J_2(x_2', x_2)$ 的传播可表示为:

$$J_2(x_2', x_2) = \langle U_2(x_2') U_2^*(x_2) \rangle = \frac{1}{\lambda B} \int \langle U_1(x_1') U_1^*(x_1) \rangle \exp\left\{\frac{iK}{2B}[A(x_1'^2 - x_1^2) + D(x_2'^2 - x_2^2) - 2x_1x_2 + 2x_1'x_2']\right\} dx_1 dx_1' \quad (5)$$

经过如下坐标变换:

$$X = (x + x')/2, \quad \Delta X = x - x', \quad x = X + \Delta X/2, \quad x' = X - \Delta X/2 \quad (6)$$

上式的雅可比行列式为 1, 代入(5)式, 可推导出互强度传播的矩阵表示形式:

$$J_1(x_2', x_2) = J_2(X_2, \Delta X_2) =$$

$$\frac{2}{\lambda B} \iint J_1(X_1, \Delta X_1) \exp \left\{ \frac{iK}{B} [AX_1\Delta X_1 + DX_2\Delta X_2 - X_1\Delta X_2 - X_2\Delta X_1] \right\} dX_1 d(\Delta X_1) \quad (7)$$

3.2 非稳腔的变换矩阵表示

如图 8 和图 9 所示, 激光在非稳腔中的传输等价于激光在一系列组合透镜中的传输。激光在初始阶段即零时刻可以认为是完全非相干光(放大的自发辐射), 由于激光放电泵浦区



Fig. 8 The schematic diagram of the propagation of the laser in the unstable resonator. (a) The confocal positive-branch unstable resonator, (b) The output of the 5-pass

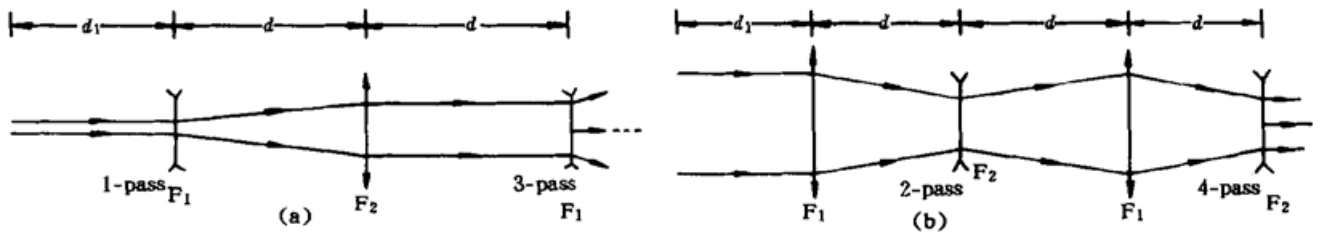


Fig. 9 The equivalent schematic diagram of the unstable resonator for different passes. (a) The odd pass, (b) The even pass

为长方形, 并且假定增益均匀, 则互强度为:

$$J_0(X_0, \Delta X_0) = \text{rect}(X_0/D_x) \delta(\Delta X_0) \quad (8)$$

其中 D_x 为光斑在 x 方向的长度。将(8)式代入(7)式可以得到输出端互强度为:

$$J_2(X_2, X_2) = \frac{D_x}{\lambda B} \left[\exp \left(\frac{iK}{B} DX_2\Delta X_2 \right) \right] \text{sinc} \left(\frac{\Delta X_2 D_x}{\lambda B} \right) \quad (9)$$

因此相干度 $\gamma(X_2, \Delta X_2)$ 为:

$$\gamma_2(X_2, \Delta X_2) = \left[\exp \left(\frac{iK}{B} DX_2\Delta X_2 \right) \right] \text{sinc} \left(\frac{\Delta X_2 D_x}{\lambda B} \right) \quad (10)$$

若以第一级零点计算, 可以定义相干带宽度 $d_c = \lambda B/D_x$, 因此相干带宽度只与光学系统的变换矩阵元 B 有关。自由空间和透镜的变换矩阵分别为:

$$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

f 为透镜的焦距(对凸透镜, f 为正; 对凹透镜, f 为负)。COMPex 150 型准分子激光器放大级虚共焦的两个腔镜 M_1 、 M_2 的焦距分别为 f_1 、 f_2 , 并且 $f_1 = Mf_2$, $M = 10$, 腔长 $d = 1380$ mm, 单程时间 $T_0 = d/c = 4.6$ ns。参照图 9, 单程和第二程的变换矩阵分别为:

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & ct \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad t(0, T_0)$$

$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} M_1 = \begin{bmatrix} 1 - d/f_1 & d + ct/M \\ -1/f_1 & 1 - ct/f_1 \end{bmatrix}, \quad t(0, T_0) \quad (12)$$

通过计算可以得到激光在非稳腔中往返 n 程的变换矩阵, 并且矩阵元 B 有如下表达式:

$$B = \begin{cases} \frac{M^{n-1} - 1}{M^{n-1/2}(M-1)}d + M^{(n-1/2)}ct, & n = 2k + 1; \\ \frac{M^{n-1} - 1}{M^{n-2/2}(M-1)}d + \frac{1}{M^{n/2}}ct, & n = 2k + 2. \end{cases} \quad (13)$$

从(13)式可以看出随着激光往返次数的增加, B 不断增大, 因而相干带变宽, 但是由于 B 在激光往返偶数次期间基本不变, 相干度也不会有变化, 这与实验测量(图 7) 中相干度呈阶梯性增加的过程一致。从中也可以发现 B 显著地依赖于非稳腔的放大倍数 M , 大的放大倍数会明显地改善激光的相干性。表 1 列出了不同往返次数激光的相干带宽度。

Table 1. The calculation result of the coherence widths of different passes of KrF excimer laser at magnification factor of 10

| pass | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|-----------------------|------------------|------------------|--------|--------|------|------|-------|-------|
| coherence width d_c | 17 μm | 20 μm | 0.2 mm | 0.2 mm | 2 mm | 2 mm | 20 mm | 20 mm |

上面的公式推导中未考虑腔体作为光阑的影响, 这种考虑对计算前 6 程互强度在非稳腔中的传播是合理的, 因为此前的相干带宽度 $d_c \ll D_x$ 。随着相干带宽度的增加, 互强度的传播需逐程计算。

4 实验分析与讨论

本文用反转剪切干涉仪对 KrF 准分子激光的空间相干性进行了时空分辨测量。为了避免激光光斑不均匀性引起的误差, 在测量相干度强度分布的数据处理过程中采用了傅里叶谱的分析方法; 另外, 测量过程中还需要激光有很好的稳定性。COMPex 150 型准分子激光器稳定性很好(> 90%), 但是由于腔镜上小孔的衍射, 光斑不均匀, 会影响实验测量的精度。另外激光的脉宽限制了激光在非稳腔中的往返次数(不到 9 程), 并且由于激光的相干性是随时间变化的, 相干带宽度随时间不断增加, 而胶片相机拍摄的干涉条纹是单次脉冲时间积分的结果。因此, 测量的相干带宽比理论计算值 20 mm 偏低, 是激光的平均相干带宽度; 在斜输出耦合条件下, 由于斜输出耦合镜小孔作为一个光阑限制, 会改善激光的相干性, 因而测量的相干带宽与理论计算值会有所偏差。这些测量结果可以通过使用狭缝和光电管测量相干度随时间的变化得到补充。尽管实验测量中存在一些测量误差, 反转剪切干涉仪仍然是测量脉冲激光空间相干性有效的方法。

另外, 结合实验测量的结果, 用互强度传播的 $ABCD$ 定律分析计算了相干带宽度在非稳腔中的演变过程, 导出了激光相干性与非稳腔放大倍数 M 及往返次数 n 的依赖关系。通过实验测量和理论分析, 了解到激光的相干带宽度随时间呈阶梯性增加, 并且提出一个这样的问题: 对于短脉冲激光, 束散角也是随时间变化的参量, 那么应如何评价短脉冲激光的光束质量? 是否应该同时考虑激光的相干性和波阵面畸变? 对这方面更深入的研究对于空间滤波和控制光束质量是很有意义的。

参 考 文 献

- [1] Lehmberg R H, Obenschain S P. Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets. *Opt. Commun.*, 1983, **46**(1): 27~ 31
- [2] Deng Ximing, Liang Xiangchun, Chen Zezun *et al.*. Uniform illumination of large targets using a lens

array. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(3) : 377~ 381

[3] 玻恩 M, 沃尔夫 E. 光学原理, 上册, 北京: 科学出版社, 1985.

[4] Omatsu T, Kuroda K, Takse T. Time-resolved measurement of spatial coherence of a copper vapor laser beam using a reversal shear interferometer. *Opt. Commun.*, 1992, **87**(5, 6) : 278~ 286

[5] Collins JR. S T. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 1970, **60**(9) : 1168~ 1177

The Measurement of Spatial Coherence of KrF Excimer Laser

Liu Jiansheng Liu Jingru Wei Yanming

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024)

(Received 31 January 1998; revised 5 June 1998)

Abstract A kind of reversal shear interferometer has been designed to measure the temporal change of spatial coherence of KrF excimer laser with an unstable resonator. By this method, we can get the spatial coherence degree from a single measurement. At different shear distance, using slit and photodetector. The stepwise increase of the spatial coherence degree at intervals equal to the transit time of the resonator was observed. Moreover, the ray matrix has been used to analyze the propagation of partial coherent light and the coherence widths of successive passes are calculated.

Key words KrF excimer laser, reversal shear interferometer, spatial coherence, ray matrix.