

# 用光栅编码实现干涉图和阴影图的超快分幅记录

徐毓光 陈守华 戎忠华

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

一束激光被分成几束子光束,每子光束具有不同的延时并用以不同方位放置的光栅对它编码。用一系列反射镜将这些子光束汇合成一束,并用来对客体进行全息干涉和阴影诊断。解调之后,可从全息底片获得对应于各个不同时刻的一系列干涉图或阴影图。

已有报道利用光栅调制获得假彩色编码和彩色图片的多重编码及再现<sup>[1]</sup>,以及图象的多重记录<sup>[2]</sup>。本文介绍利用光栅编码获得干涉图和阴影图超快分幅记录的方法。

强激光辐照的高温高密度等离子体(辐照功率密度  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 以上),要求诊断手段的时间分辨率达到 10 ps 量级。虽然已用干涉法和阴影法对激光等离子体进行大量的研究工作<sup>[3]</sup>,但还没有一种得到干涉图和阴影图的超快分幅记录的良好方法。有人将诊断光束分束延时后从不同的方位角探测客体<sup>[4]</sup>,这不但使探测结构十分臃肿,而且因为各时刻的探测方位角不同,不能进行准确的数据处理。

利用光栅编码可以很简洁地解决这一问题。将诊断光束分束延时后,以不同方位的光栅对各子光束编码,然后汇集到同一光路中,对客体进行干涉和阴影诊断。解调之后的各子光束,分别给出各对应时刻的干涉或阴影信息。整个系统的时间分辨率决定于诊断光束的脉宽。用锁模脉冲作为诊断光源,10 ps 量级的时间分辨率是可以达到的。

## 一、原 理

图1是分幅记录原理图。单色平行诊断光束经平板  $N_1, N_2, \dots, N_n$  分束后,经  $M_1, M_2, \dots, M_n$  后聚成一束。分束后的各子光束间有一定的光程差,设诊断光束是足够短的单脉冲,则聚束后的光束是时间上相互延迟的一系列脉冲。图中,  $G_1, G_2, \dots, G_n$  是具有相同空间栅距的 Ronchi 光栅,它们以不同的方位角被分别置于  $B_1, B_2, \dots, B_n$  各子光路中,且使  $G_1 M_1 = G_2 M_2 = \dots = G_n M_n$ 。透镜  $L_1$  将各光栅成象于  $H$  平面,并将各光栅的衍射光束聚焦于平面  $P$ 。因为各光栅有不同的方位角,平面  $P$  上的衍射点分布如图2所示。在  $P$  处放置光阑,只使各子光束的零级斑和 +1 级斑通过,挡住 -1 级和所有高级衍射斑。于是,各 Ronchi 光栅在  $H$  平面上退化成正弦强度光栅象,由于两点源相干形成的正弦光栅象定域在全部光束重叠空间,在  $P$  平面上安置的上述光阑,可大大简化整个系统的调整。

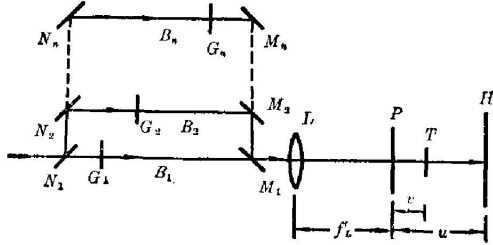


图 1 超快分幅记录原理图

Fig. 1 Schematic diagram of ultrahigh-speed photography

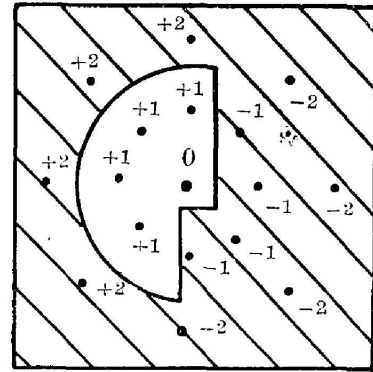


图 2 P 平面光阑形状

Fig. 2 Shape of the diaphragm at P plane

光栅的分束作用使每一子光束的各级衍射光束经过一段距离之后相互分离, 但各子光束的零级光束仍然重合在一起。将待测物  $T$  置于零级光束中。 $H$  是全息底片。于是, 时间上相对延迟的各子光束自动以不同角度的参考光束将  $T$  在不同时刻的信息 (位相分布或阴影) 记录在全息底片  $H$  上。

设各子光束到达物体  $T$  的时刻分别是  $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ , 对每一平板  $N_j, M_j$  选择合适的反射率, 使每一子光束到达  $T$  的能量相同, 则全息底片  $H$  的曝光强度可写为:

$$I = \sum_{j=1}^n [A_j(x, y, u) + B_j(x, y, u)]^2, \quad (1)$$

式中,  $u$  是  $H$  平面与  $P$  平面间的距离;  $(x, y)$  是与光轴方向 ( $z$  轴) 垂直的平面坐标;  $A_j(x, y, u)$  是  $j$  子光束的 +1 级衍射光束在  $H$  上的振幅分布。

$$A_j(x, y, u) = \frac{A_0}{u} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda u} [(x - R \cos \theta_j)^2 + (y - R \sin \theta_j)^2] \right\}, \quad (2)$$

式中  $A_0$  是常数,  $\lambda$  是波长,  $(R, \theta_j)$  是在  $P$  平面上  $j$  子光束的 +1 级衍射点的极坐标;  $B_j(x, y, u)$  是  $j$  子光束的零级衍射光束经过物体  $T$  后在  $H$  平面上的振幅分布, 它可以被表示为以位于  $P$  平面原点  $(O, O, O)$  的点光源照明物体  $T$  的衍射积分,

$$B_j(x, y, u) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \Psi_j(x_1, y_1, v) \frac{\exp\left(\frac{2i\pi r_{01}}{\lambda}\right)}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) dx_1 dy_1, \quad (3)$$

其中,  $v$  是  $T$  平面与  $P$  平面的距离,  $x_1, y_1$  是  $T$  平面上的坐标,  $\mathbf{r}_{01}$  是从点  $(x_1, y_1, v)$  到点  $(x, y, u)$  的矢径,  $\mathbf{n}$  是  $T$  平面的法线,  $\Psi_j(x_1, y_1, v)$  是透过  $T$  后的波面。

$$\Psi_j(x_1, y_1, v) = \frac{B_0}{v} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda v} (x_1^2 + y_1^2)\right] \cdot t(x_1, y_1, \tau_j), \quad (4)$$

式中  $B_0$  是常数,  $t(x_1, y_1, \tau_j)$  是  $T$  在  $\tau_j$  时刻的透过函数。

## 二、二次曝光分幅干涉记录

放置物体  $T$  和不放置物体  $T$  时分别曝光一次, 全息底片  $H$  上的曝光强度是:

$$I = \sum_{j=1}^n [A_j(x, y, u) + B_j(x, y, u)]^2 + [A_j(x, y, u) + B_{j0}(x, y, u)]^2, \quad (5)$$

式中,  $A_j, B_j$  的意义与(1)式中相同,  $B_{j0}(x, y, u)$  是不放置物体  $T$  时,  $j$  子光束的零级衍射光束在  $H$  平面上的振幅分布,

$$B_{j0}(x, y, u) = \frac{B_0}{u} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda u}(x^2 + y^2)\right]. \quad (6)$$

控制全息底片的  $\nu$  值等于 2, 于是, 全息底片的透过函数  $\alpha(x, y)$  与  $I$  成正比,

$$\alpha(x, y) = \beta I = \beta \sum_{j=1}^n 2|A_j|^2 + |B_{j0}|^2 + |B_j|^2 + A_j^*(B_j + B_{j0}) + A_j(B_j^* + B_{j0}^*). \quad (7)$$

在复现时, 我们只对求和号中的第四项或第五项感兴趣, 它们是透过  $T$  以后的波前  $B_j$  (或  $B_j^*$ ) 与球面波  $B_{j0}$  (或  $B_{j0}^*$ ) 的干涉项, 它们给出  $j$  子光束的干涉图, 从而可以确定  $\tau_j$  时刻物体  $T$  的透过函数  $t(x, y, \tau_j)$  的位相部分。

若  $t(x, y, \tau_j)$  的变化比较平缓,

$$\left| \frac{1}{t} \frac{\partial t}{\partial x} \right| \ll \frac{1}{\lambda}, \quad \left| \frac{1}{t} \frac{\partial t}{\partial y} \right| \ll \frac{1}{\lambda}, \quad (8)$$

则光束透过  $T$  时的衍射效应可以忽略, 允许用几何光学近似处理。为简单起见, 设  $T$  是一个纯位相物体, 即设  $t(x, y, \tau_j) = \exp[i\phi(x, y, \tau_j)]$ , 其中  $\phi(x, y, \tau_j)$  是物体  $T$  在  $\tau_j$  时刻的位相分布函数, 它是一个实函数。这时, 在离  $P$  平面距离为  $z$  的平面上的  $B_j, B_{j0}$  函数分别是

$$B_j(x, y, z) = \frac{B_0}{z} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[i\phi\left(\frac{xv}{z}, \frac{yv}{z}, \tau_j\right)\right], \\ B_{j0}(x, y, z) = \frac{B_0}{z} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right]. \quad (9)$$

相干项  $|B_j + B_{j0}|^2$  可以写成

$$|B_j(x, y, z) + B_{j0}(x, y, z)|^2 = \frac{2B_0^2}{z^2} \left\{ 1 + \cos\left[\phi\left(\frac{xv}{z}, \frac{yv}{z}, \tau_j\right)\right] \right\}. \quad (10)$$

(10)式与  $T$  平面 ( $z=v$ ) 上的相干项

$$|B_j(x, y, v) + B_{j0}(x, y, v)|^2 = \frac{2B_0^2}{v^2} \{1 + \cos[\phi(x, y, \tau_j)]\} \quad (11)$$

形状完全相似, 差别仅一个比例因子  $\frac{v}{z}$ 。因而, 在衍射效应可以忽略的情况下, 沿  $z$  轴方向各个平面上干涉图的形状都是相同的, 仅大小因  $z$  变化而相似地变化。只要事先知道  $T$  的位置, 我们可以从任一  $z$  值平面上的干涉图准确地得到  $T$  平面上的干涉图。

然而, 若  $T$  是微位相物体 (例如激光等离子体), (8)式一般不能成立, 复现时的成象精度在处理干涉图数据时起很重要的作用。当复现象平面稍偏离  $T$  时, 由于衍射效应, 在干涉图上将被附加上显著的条纹。因此,  $t(x, y, \tau)$  的测量精度颇难保证。这一困难可以用先对物体  $T$  显微放大的方法来解决。

对于阴影图的分幅记录, 我们仍用图 1 进行讨论。一次曝光后, 全息底片  $H$  的曝光强度由(1)式给出, 控制全息底片  $\nu=2$ , 这时全息底片  $H$  的透过函数是

$$\alpha(x, y) = \beta I = \sum_{j=1}^n |A_j|^2 + |B_j|^2 + A_j^* B_j + A_j B_j^*. \quad (12)$$

复现时, 求和号中的第三项和第四项分别给出物体  $T$  在各个  $\tau_j$  时刻的虚、实阴影象。

### 三、实验和讨论

对分束系统各平板选择合适的反射率, 可使各子光束到达  $T$  的能量相同和聚束时能量损失最少, 设图 1 中  $N_1, N_2, \dots, N_n$  和  $M_1, M_2, \dots, M_n$  的反射率分别为  $R_N(1), R_N(2), \dots, R_N(n)$  和  $R_M(1), R_M(2), \dots, R_M(n)$ , 则它们应满足下列方程组:

$$R_N(n) = R_M(n) = 1, \quad (13)$$

$$\begin{cases} R_N(n-1)R_M(n-1) = [1-R_N(n-1)]R_N(n)R_M(n)[1-R_M(n-1)], \\ \frac{dR_N(n-1)R_M(n-1)}{dR_N(n-1)} = 0, \end{cases} \quad (14)$$

.....

$$\begin{cases} R_N(2)R_M(2) = [1-R_N(2)]R_N(3)R_M(3)[1-R_M(2)], \\ \frac{dR_N(2)R_M(2)}{dR_N(2)} = 0, \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} [1-R_N(1)][1-R_M(1)] = R_N(1)R_N(2)R_M(2)R_M(1), \\ \frac{d[1-R_N(1)][1-R_M(1)]}{dR_N(1)} = 0. \end{cases} \quad (16)$$

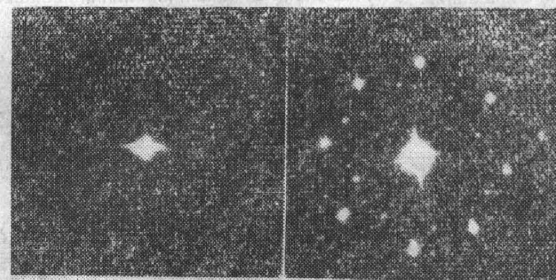
求解这组方程并不困难, 设  $n=4$ , 所求得的结果如表 1 所示:

表 1

$j$	1	2	3	4
$R_N(j)$	0.947	0.45	0.5	1
$R_M(j)$	0.35	0.23	0.5	1

保证全息底片  $\nu=2$  是很重要的, 否则会使各子光束的复现象互相干扰, 形成“串象”。用两步法处理全息底片很容易控制  $\nu=2$ , 第一步用低  $\nu$  值底片记录全息图, 由于过程很快, 曝光参数难以准确估计, 其  $\nu$  值总是偏离预期值, 这个偏离可以在用高  $\nu$  值底片进行复制时通过控制复制条件加以补偿。有一个判断  $\nu=z$  是否成立的简单方法: 用相干光照明全息底片, 在频谱面上若只有  $\pm 1$  级衍射斑和零级斑, 如图 3(a) 所示, 则表明该底片  $\nu=2$ , 否则, 将有交叉衍射斑和高级衍射斑出现, 如图 3(b) 所示。

我们按图 4 所示光路对激光等离子体进行了分幅记录实验。由工作物质为 YAG、用染料片调 Q 振荡器产生  $1.06 \mu\text{m}$  波长的激光, 经一级 YAG 放大后, 一半输入钽玻璃多级放大器, 得到  $10^9 \text{ W}$  功率的  $1.06 \mu\text{m}$  主激光, 用来产生激光等离子体; 另一半通过 KDP 倍频得到波长为  $0.53 \mu\text{m}$ 、脉宽约  $20 \text{ ns}$  激光作



(a)  $\nu=2$ ;

(b)  $\nu \neq 2$

图 3 全息底片的频谱图

Fig. 3 The frequency spectrum pattern of a hologram

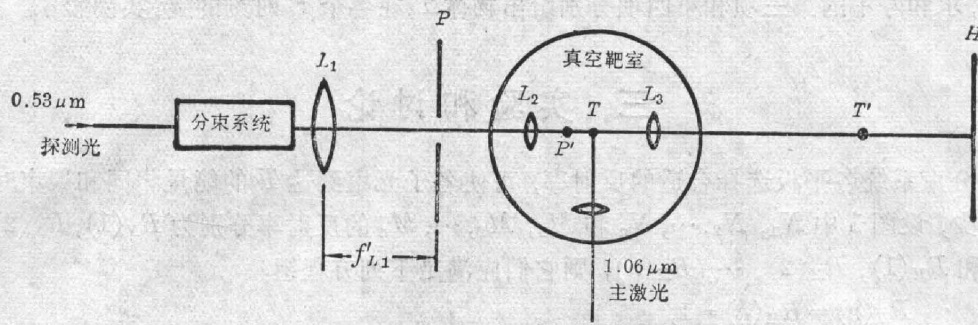


图 4 激光等离子体信息高速分幅记录光路

Fig. 4 Schematic diagram for measuring laser plasma

探测光, 扩孔后输入分束系统。分束系统中各 Ronchi 光栅的频率为 10 line/mm, 取不同方位角安置在各子光路中。在透镜  $L_1$  的焦面安置光阑  $P$ , 让各子光束经光栅衍射后的零级光和 +1 级光通过。 $L_2$  将  $P$  平面成像到靶  $T$  前面不远处, 使零级光照明靶  $T$  作物光束; 各 +1 级光以不同角度从靶  $T$  旁掠过作参考光。显微物镜  $L_3$  将靶  $T$  显微放大, 放大倍数为 12 倍。靶为一钢针。 $L_3$  并将光栅成像到  $H$  平面, 在  $H$  平面放置全息干板。于是, 时间上相对延迟的各子光束以不同角度的参考光将激光等离子体不同时刻的信息记录在全息底片上。

将全息底片解调, 得到激光等离子体不同时刻的干涉图和阴影图。由此可以判断等离子体电子密度的变化和它的膨胀扩散过程。

图 5 为如图 4 所示光路对全息底片进行有等离子体和无等离子体二次曝光得到同一次打靶的两幅等离子体干涉图。 $\Delta t$  是指探测光到达靶面相对于打靶主激光到达靶面的延迟时间。如图 5(a) 和图 5(b) 所示的干涉条纹明显地由密到稀地变化, 从而可以确定激光等离子体密度分布变化的情况。图 6 为从单有等离子体时曝光一次的全息图得到的激光等离子体的阴影图。可清楚看到等离子体膨胀扩散到近趋消失的情形。由图可知, 在激光入射方向,  $\Delta t = 4.4$  ns 时, 等离子体厚度为  $137 \mu\text{m}$ ,  $\Delta t = 10.4$  ns, 等离子体厚度为  $200 \mu\text{m}$ , 可得等离子体扩散速度为  $1.05 \times 10^8$  cm/s。

由于探测光脉宽较宽, 不但使得测得的等离子体信息有一定的积分效应, 直接影响探测方法的时间分辨本领, 而且由于激光有很好的时间相干性, 使得各路子光束之间的时间间隔

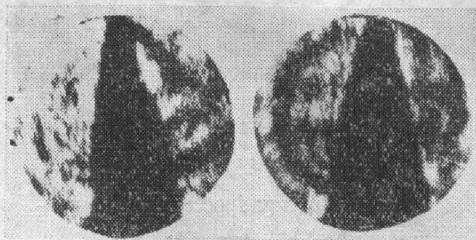
(a)  $\Delta t = 2$  ns(b)  $\Delta t = 20$  ns

图 5 激光等离子体分幅干涉图

Fig. 5 Reconstructed interference patterns of laser plasma

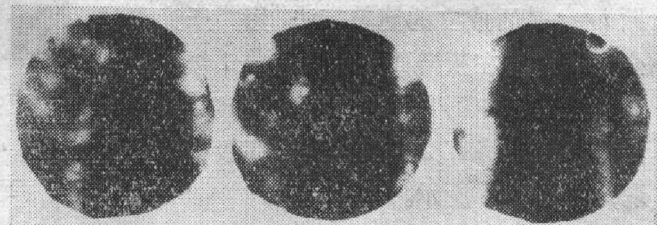
(a)  $\Delta t = 4.4$  ns(b)  $\Delta t = 10.4$  ns(c)  $\Delta t = 28.2$  ns

图 6 激光等离子体分幅阴影图

Fig. 6 Shadowgraph patterns of laser plasma

不能取得太短。当某二路间的相对延迟时间小于探测光脉宽时,从分束系统出来的重合在一起的二路零级光束相干,形成干涉条纹。这就会给干涉图和阴影图带来背景条纹,影响数据处理,当然,也可把它调到零级条纹,这就给调整架及工作台带来更高要求。图7就是零级条纹失调时等离子体干涉条纹图。为了提高时间分辨本领,在一段时间内增加分幅数,必须压缩探测光脉宽。

限制分幅数的又一个重要原因是聚束时不可避免地损失相当一部分光束能量。就  $n=4$  的情况而言,按表1给出的结果,仅13.7%的光束能量得到利用。分幅数越多,光束能量损失率愈高。为了获得尽可能多的分幅数,应尽量选用高灵敏度底片记录全息图。鉴于可以用显微放大的方法降低对底片频率响应的要求,因而在一般情况下,总可以用普通底片来记录这类全息图。

此外,如利用光的偏振性质,可以在不提高光束能量损失率的条件下,使分幅数增加一倍。其示意图如图8所示。用偏振膜使入射的诊断光束按两种偏振分束延迟后再合成一束,然后通过前述的分束测量系统,在到达全息底片前使这两种偏振光束分开,分别记录在全息底片  $H_1$  和  $H_2$  上。若用超短脉冲激光束(脉宽为10 ps 量级,波长为可见波段,能量为毫焦耳量级)做光源,使分幅数接近10是不困难的。

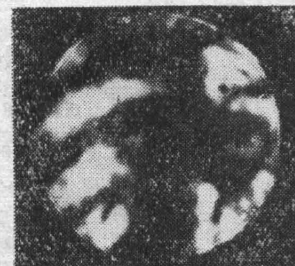


图7 零级条纹失调时  
等离子体干涉图  
Fig. 7 Interference  
pattern of laser  
plasma when the zero  
order interference  
was detuned

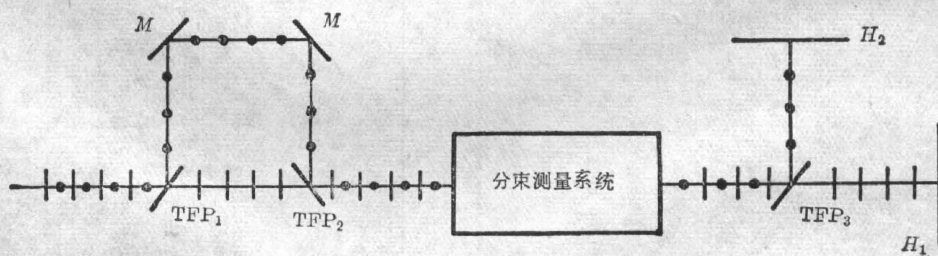


图8 利用偏振性质使分幅数加倍

Fig. 8 Doubling the number of photographs with the aid of polarization character

中国科学技术大学韩申生同学参加了本实验工作,滕永禄同志也曾参加部分实验,在此谨致谢意。

### 参 考 文 献

- [1] 杨振寰,庄松林,母国光;《光学学报》,1981,1, No. 1 (Jan), 13.
- [2] 张橙华;《光学学报》,1982,2, No. 5 (Sep), 406.
- [3] Pierce E. L.; *App. Optics*, 1980, 19, No. 6 (Mar), 952.
- [4] Fedosejevs R. et. al; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 39, No. 15 (Oct), 932.

## Ultrahigh-speed photography of interference patterns and shadowgraphs by using encoding gratings

XU YUGUANG CHEN SHOUHUA AND RONG ZHONGHUA

*(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)*

(Received 13 December 1982; revised 13 December 1983)

### Abstract

A laser beam is split into several sub-beams, each of which has different delay time and is encoded by using a grating placed in different azimuth. After converging by means of a series of reflectors, these sub-beams become one beam again which is used to diagnose the object through holographic interference and holographic shadowgraph. When the hologram is decoded, a set of interference patterns or shadowgraphs corresponding to different moments can be obtained.