

# 动态微粒场分析的同轴全息技术

朱竹林 黄公瑜 潘月娥  
(大连工学院物理系)

## 提 要

本文描述了采用同轴远场全息术测量柴油机动态油雾场的实验方法和原理,并讨论了横向放大率、全息图的衍射效率及离焦象几个方面的问题。

关键词: 全息; 油雾。

## 一、引 言

微粒大小分析是全息术的早期应用之一,随着全息系统部件的逐渐完善,尤其是近年来已出现对较稠密微粒场再现现象作图象和数据处理的软件的设计,这一技术的应用范围也在不断扩大。原先对大气雾滴的检测,现已扩大到气液中各种悬浮颗粒,金属蒸气、浮游生物等,以及内燃机,汽轮机、火箭发动机等喷射场和液流中空泡场的应用研究<sup>[1]</sup>。

微粒全息技术的主要优点在于它比通常快速摄影方法景深大得多,只要取样体积不是太大,就可以把不同深度的所有运动粒子的瞬时光信息全部一次地存储于同一张全息图上,以便随时再现及进行粒子大小和密度的仔细分析。

为了研究柴油机的燃烧过程,我们在柴油机样机上进行了汽缸中油雾场的同轴全息拍摄工作。喷头是一种燃烧效率较高的伞状喷咀,其特点是颗粒较小,大小较均匀,一般在 $10\mu\text{m}$ 左右,浓度较大。通过装置系统的改进,获得了可提供分析的较好的全息图和再现象。

## 二、原 理

我们的记录光路采用平行光垂直照射油雾场,然后用一中焦距透镜 $L$ 放大,再在底片上形成全息图(见图3),这相当于透镜 $L$ 将平行光会聚成点光源,由点光源发出的球面光波照射物体(雾场放大像)形成全息图<sup>[2,3]</sup>。

微粒场由许多颗粒组成,全息图上记录的是各个颗粒全息图的叠加。由于颗粒很小,它们之间的相互影响可以暂不考虑。为简单起见,仅考虑单个颗粒的记录再现过程。

如图1所示,点源 $S'$ 发出的球面波通过取样空间,一部分受到颗粒衍射构成物波,另一部分未受衍射构成参考波。两者相干形成干涉图样,使底片感光成为全息图。

设颗粒为不透光的球体,透镜放大像面上的颗粒直径为 $2R$ ,其截面方程为

$$a(x_0, y_0) = \text{Circ} \left( \frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{R} \right) = \begin{cases} 1 & x_0^2 + y_0^2 \leq R^2, \\ 0 & x_0^2 + y_0^2 > R^2, \end{cases} \quad (1)$$

设点源单位半径球面上的振幅为 1。用衍射公式的傍轴近似计算全息图的光场复振幅分布,

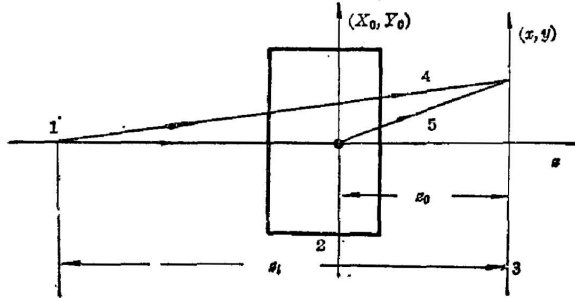


Fig. 1 Interference in an in-line system

1—point source; 2—sample volume; 3—hologram;  
4—reference beam; 5—object beam

$$U_H(x, y) = \frac{1}{z_1} e^{ikz_1} \cdot e^{\frac{ik}{2z_1}(x^2+y^2)} - \frac{-i}{\lambda z_0} e^{ikz_0} \times \iint \frac{1}{z_1 - z_0} e^{ik(z_1 - z_0)} \times e^{\frac{ik}{2(z_1 - z_0)}(x^2+y^2)} \times a(x_0, y_0) \times e^{\frac{ik}{2z_0}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} \times dx_0 dy_0,$$

第二项前面的负号是因为粒子档去了照射光。当满足远场条件

$$z_0 \gg \frac{(2R)^2}{\lambda} \quad (2)$$

或

$$z_0 = N \frac{(2R)^2}{\lambda} \quad N \gg 1,$$

$N$  称为远场数, 则

$$U_H(x, y) \sim e^{\frac{ik}{2z_1}(x^2+y^2)} + \frac{iz_1}{\lambda z_0(z_1 - z_0)} \tilde{A} \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) e^{\frac{ik}{2z_0}(x^2+y^2)},$$

其中

$$\tilde{A} \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) = \pi R^2 \left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right]$$

是  $a(x_0, y_0)$  的傅里叶变换,  $r^2 = x^2 + y^2$ 。上式右边第一项表示参考波, 第二项表示物波, 全息图表面上干涉图样的强度是上式的共轭自乘, 略去二次微量项, 可以写成

$$I_H(x, y) = 1 + \frac{iz_1}{\lambda z_0(z_1 - z_0)} \tilde{A} \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) e^{\frac{ix}{\lambda f_H}(x^2+y^2)} - \frac{iz_1}{\lambda z_0(z_1 - z_0)} \tilde{A}^* \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) e^{-\frac{ix}{\lambda f_H}(x^2+y^2)}, \quad (3)$$

或

$$I_H(x, y) = 1 - \frac{2z_1 \pi R^2}{\lambda z_0(z_1 - z_0)} \left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right] \sin \frac{\pi r^2}{\lambda f_H}, \quad (3')$$

其中

$$\frac{1}{f_H} \equiv \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_1}, \quad (4)$$

(3') 式中第一项为背景光。第二项含有与物函数有关的函数  $\left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right]$ , 通常称为爱里斑, 正弦因子表明干涉图样的波带片结构, 其振幅受爱里斑所调制。而  $f_H$  是波带透镜的焦距。

全息图的振幅透过率  $\tau_H(x, y)$ , 与  $I_H(x, y)$  相关。如果用单位振幅平面光照射全息图

使之再现,如图 2 所示,则透过全息图的振幅为

$$U_t(x, y) = \tau_H(x, y) \sim I_H(x, y),$$

再次用小角度的衍射公式,象面上的振幅为

$$\begin{aligned}
 U(x_i, y_i) &= \frac{1}{i\lambda'z_i} \iint U_t(x, y) e^{\frac{ik'}{2z_i} [(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2]} dx dy \\
 &= 1 + \frac{z_i}{\lambda\lambda'z_0z_i(z_i-z_0)} e^{\frac{ik'}{2z_i} (x^2+y^2)} \\
 &\quad \times \iint e^{\frac{4\pi}{\lambda'} (\frac{1}{z_i} + \frac{\mu}{f_H}) (x^2+y^2)} \tilde{A} \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) \\
 &\quad \times e^{-\frac{i2\pi}{\lambda z_i} (xx_i+yy_i)} dx dy \\
 &\quad - \frac{z_i}{\lambda\lambda'z_0z_i(z_i-z_0)} e^{\frac{ik'}{2z_i} (x^2+y^2)} \iint e^{\frac{4\pi}{\lambda'} (\frac{1}{z_i} - \frac{\mu}{f_H}) (x^2+y^2)} \tilde{A}^* \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) \\
 &\quad \times e^{-\frac{i2\pi}{\lambda'z_i} (xx_i+yy_i)} dx dy. \tag{5}
 \end{aligned}$$

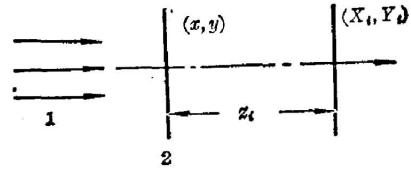


Fig. 2 Reconstruction geometry  
1—plane light; 2—hologram;  
3—image plane

这里  $\mu = \lambda'/\lambda$  是再现光与记录光波长的比值。如果使

$$\frac{1}{z_i} - \frac{\mu}{f_H} = 0. \tag{6}$$

则(5)式中第三项的积分为  $\tilde{A}^*$  的傅氏变换,从而

$$U(x_i, y_i) = -\frac{z_0z_i}{\mu z_i(z_i-z_0)} \text{Oirc} \left( \frac{z_0}{\mu z_i} \cdot \frac{\sqrt{x_i^2+y_i^2}}{R} \right) + Q(x, y), \tag{7}$$

式中第一项是在全息图后  $z_i = f_H/\mu$  处出现的实像的振幅。而第二项

$$\begin{aligned}
 Q(x_i, y_i) &= 1 + \frac{z_i}{z_0z_i\lambda\lambda'(z_i-z_0)} e^{\frac{ik'}{2z_i} (x^2+y^2)} \iint e^{\frac{i2\pi\mu}{\lambda'f_H} (x^2+y^2)} \\
 &\quad \times \tilde{A} \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) e^{-\frac{i2\pi}{\lambda'z_i} (xx_i+yy_i)} dx dy.
 \end{aligned}$$

第一项是零级光振幅,第二项是像共轭光在平面  $z_i = \frac{f_H}{\mu}$  上的振幅,两者构成了实像的背景光。

### 三、实验装置

实验装置如图 3 所示。激光器、准直管、试验缸头,成像物镜及记录感光板在同一光轴

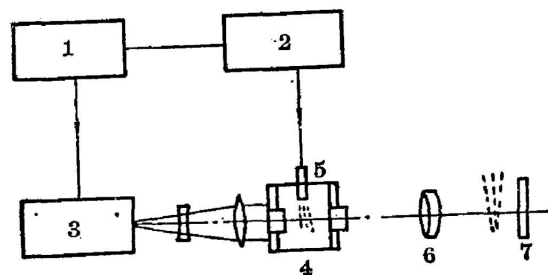


Fig. 3 Experimental setup for recording

1—synchro-controller; 2—fuel pump; 3—pulsed ruby laser; 4—test cylinder; 5—nozzle; 6—lens; 7—hologram

上,缸头沿光轴方向两端装有石英窗,可密封充气加压,燃油加压喷雾由油泵试验台执行。

我们采用的是国产 JQS-II 型双脉冲红宝石激光器,脉宽 30 ns,单模输出能量  $2 \times 100$  mJ,相干长度  $>0.5$  m。具有时序控制系统,可控制激光触发时间起点和脉冲间隔。由同步控制仪控制激光与燃油喷雾的同步。适当地选择控制时间,可以对

燃油喷雾的不同时刻进行拍摄。

被拍摄颗粒到记录感光板的距离  $z_0$  与颗粒线度  $2R$  之间要满足远场条件(2)式。  $N$  一般选在 3、4 到 50 之间, 否则象质很差, 甚至再现不出来。 这样, 拍摄距离和景深就受到了一定的限制。 由于缸头结构关系(场深 52 mm, 窗口厚 25 mm), 直接拍摄时, 光路排布满足不了上述要求。 故须加入光学系统, 把待测雾场成像到可记录的空间。 油雾颗粒很小, 考虑到

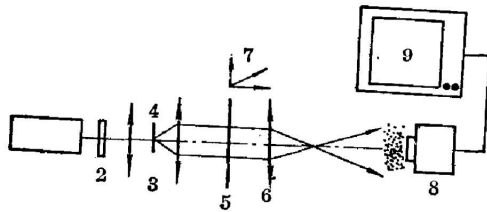


Fig. 4 Experimental setup for reconstruction

- 1—He-Ne laser; 2—attenuator; 3—collimator;  
4—pinhole filter; 5—hologram; 6—magnifier;  
7—three-dimensional adjuster; 8—camera;  
9—monitor

记录及再现观察测量的方便, 将雾场中部放大 4 倍。 为了减小散斑效应, 宜选用较大相对孔径的物镜。 我们选用的是 F 2.8, 焦距 131.5 的照相机镜头。 记录感光板为 Agfa 10 E 75。

拍摄伞状喷咀油雾场, 喷油压力 270 kg/cm<sup>2</sup>, 喷油量 16~32 ml/200, 缸内压力为常压和 10 kg/cm<sup>2</sup>。

再现装置如图 4 所示。 He-Ne 激光器、可调光强衰减器、针孔滤波器、准直系统、全息图、放大镜、摄像机、监视器组成再现系统。 可调光强衰减器用来匹配摄像机所需的光强。 全息图

位于三维调节架上, 三维方向位移的距离可以读出, 而放大系统和摄像机一经调好就固定不动。 随着全息图在  $z$  方向上的移动, 摄像机逐层将油颗粒成像在光靶上, 人们从监视器上就可以看到再现象。 图 5 是从监视器荧光屏上拍得的再现象。 图中箭头指的即为油粒的再现实像。

## 四、几点讨论

### I. 放大率<sup>[4]</sup>

取样室  $ABCD$  受平行光照射, 经透镜放大成像  $A'B'C'D'$ 。  $ABCD$  中任一点粒子  $O$  经放大成像于  $A'B'C'D'$  中  $D'$  处。 横向几何放大率为

$$\beta = \frac{f}{z} = \frac{z_1 - z_0}{f},$$

不同  $z$ (或  $z_0$ ) 处的颗粒, 放大率  $\beta$  不同(见图 6)。

随后, 对体积  $A'B'C'D'$  中油粒象拍摄全息图, 这相当于平行光经透镜  $L$  会聚成点源  $F'$  (焦点), 而由此点源发出的球面波照射物体(油滴的放大像), 在底片上形成全息图。 如果再用平行光垂直照射所得全息图, 在图后就处取得实像, 则按(6)式和(7)式, 放大率为

$$m = \mu z_i / z_0 = f_H / z_0,$$

按(4)式将  $f_H$  代入, 则有

$$m = z_i / (z_i - z_0),$$

此放大率也随  $z_0$  而变, 但几何放大率与全息放大率乘积

$$\beta m = z_i / f, \quad (8)$$

对拍摄的不同场深度却是相同, 这大大有利于数据处理。

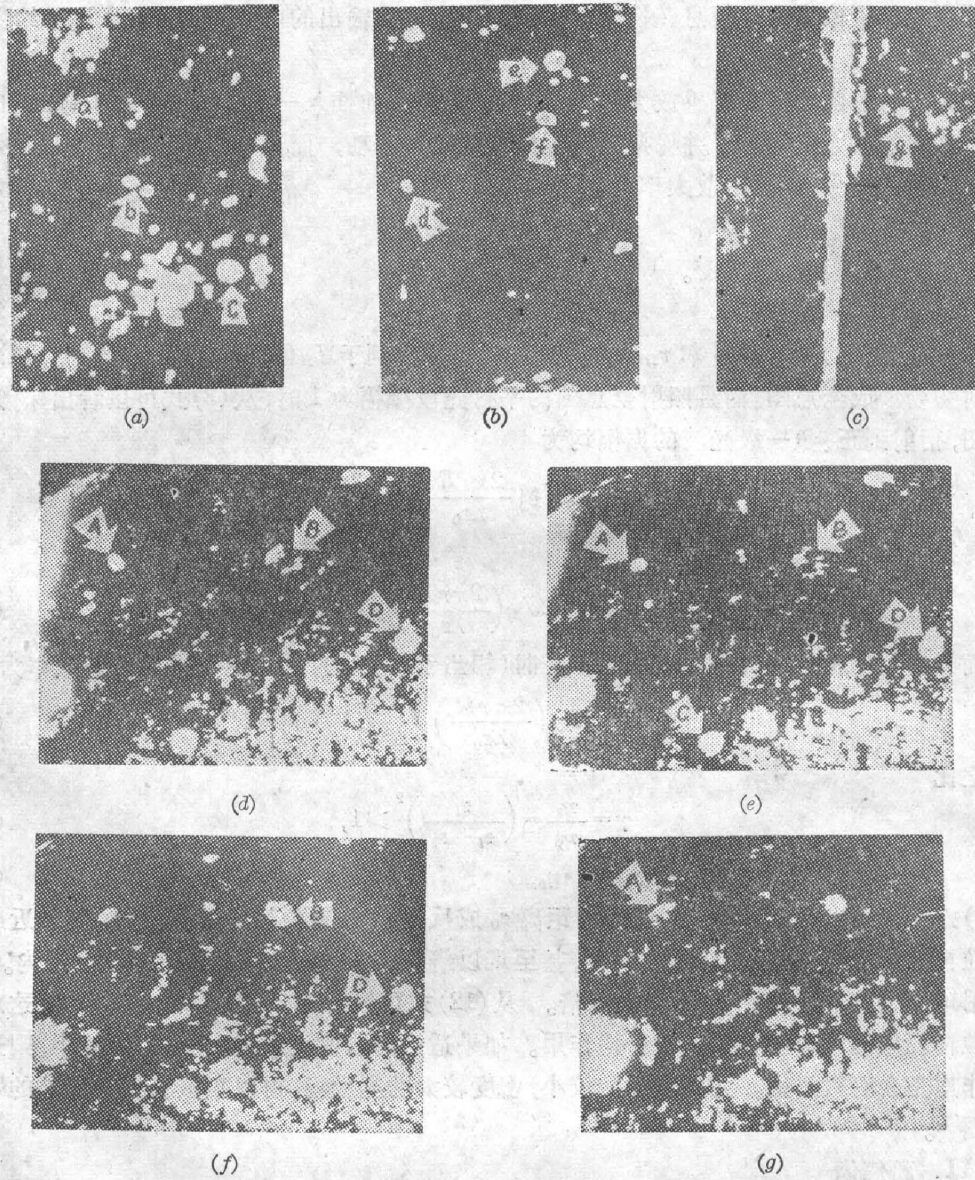


Fig. 5 (a), (b) Reconstructed oil images; (c) Reconstructed staff (silk) image; (d), (e), (f), (g) Reconstructed oil spray images in various planes. The distance between two adjacent planes is about 0.2 mm

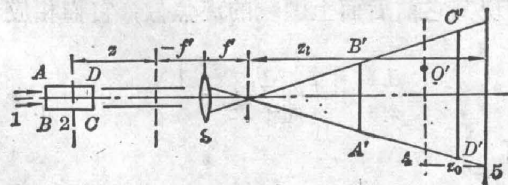


Fig. 6 In-line recording configuration

1—plane light; 2—sample volume; 3—lens; 4—image of sample volume; 5—hologram

再现现象经摄像机将光信息转换为电信息, 通过电路输出的电放大以  $m_0$  示之, 约为 30 倍。

如果此时对图象监测仍感放大过小, 还可在摄像头前插入一放大系统(见图 4), 这时只要调节好它的放大倍率  $\beta'$ , 并保持其与摄像机的位置不动, 而让全息图前后移动以显示不同深度颗粒的图像, 则总的放大率为

$$M = \beta \cdot m_0 \cdot \beta' \cdot m_0, \quad (9)$$

仍为一常数, 不随场深度而变。

## II. 全息图的衍射效率

如果全息图的振幅透过率  $\tau_H(x, y)$  可以看作是比例于  $I_H(x, y)$ , 那么, 当用点源球面波照射物场形成全息图、而且照射全息图的平行光波振幅为 1 时, 从(3)式可以看出来, 透过全息图, 衍射到正、负一级光波的振幅均为

$$\frac{z_i \pi R^2}{\lambda z_0 (z_i - z_0)} \left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right],$$

所以再实像的衍射效率为

$$\eta_s = \left\{ \frac{z_i \pi R^2}{\lambda z_0 (z_i - z_0)} \left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right] \right\}^2. \quad (10)$$

而当使用单位振幅的平面波照明再现时(相当于  $z_i \rightarrow \infty$ ), 则再现实像的衍射效率为

$$\eta_p = \left\{ \frac{\pi R^2}{\lambda z_0} \left[ 2J_1 \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) / \left( \frac{2\pi r R}{\lambda z_0} \right) \right] \right\}^2, \quad (11)$$

两者之比

$$\gamma = \frac{\eta_s}{\eta_p} = \left( \frac{z_i}{z_i - z_0} \right)^2 \geq 1, \quad (12)$$

$$\eta_s = \gamma \cdot \eta_p, \quad (13)$$

由(11)式可以看出,  $\eta_p$  与颗粒到底片的距离  $z_0$  成反比。如果颗粒场景深较大, 则靠近底片的颗粒再现现象清晰, 而远处清晰度变差, 甚至难以辨认。一般远场数限制在 50 范围内。如果改用球面光波, 则  $\eta_s$  将比  $\eta_p$  增大  $\gamma$  倍。从(12)式可以看出,  $\gamma$  随  $z_0$  增大而增大, 这对远处颗粒再现现象的清晰度起到一种补偿作用。如果适当选取放大系统, 使  $z_i$  尽可能小, 则这种补偿作用是会有效果的。尤其对颗粒较小, 密度较大的颗粒场, 可以拍摄较大景深处的颗粒全息图<sup>[5]</sup>。

## III. 离焦像

形成实像的条件是(6)式, 即

$$\frac{1}{z_i} - \mu \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_i} \right) = 0, \quad (14)$$

然而,  $z_i$  面上同时还会出现其它前后面上的颗粒的离焦像, 它们相应于  $z_0 + \Delta z$  物面处的颗粒, 故

$$\frac{1}{z_i} - \mu \left( \frac{1}{z_0 + \Delta z} - \frac{1}{z_i} \right) = \Delta, \quad (15)$$

(15)式与(14)式相减, 有

$$\mu \left( \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_0 + \Delta z} \right) = \frac{\mu}{z_0^2} \Delta z = \Delta, \quad (16)$$

代入(5)式第三项, 则该项的积分式成为

$$\begin{aligned}
& \iint e^{\frac{i\pi d}{\lambda'}(x^2+y^2)} \tilde{A}^* \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) e^{-\frac{i2\pi}{\lambda' z_1}(xz_1+vy_1)} dx dy \\
&= F \left\{ e^{\frac{i\pi d}{\lambda'}(x^2+y^2)} \right\} \otimes F \left\{ \tilde{A}^* \left( \frac{x}{\lambda z_0}, \frac{y}{\lambda z_0} \right) \right\}, \\
&= \frac{i\lambda'}{\lambda^2 z_0^2 \Delta} e^{-\frac{i\pi}{\lambda' z_1^2}(x_1^2+y_1^2)} \otimes \text{Circ} \left[ \frac{z_0}{\mu z_1} \cdot \frac{\sqrt{x_1^2+y_1^2}}{R} \right] \quad (17)
\end{aligned}$$

可见离焦像是物函数与一球面位相函数的卷积。这一卷积使离焦像随着粒子离焦距离  $\Delta z$  的增大而很快弥散扩大,从而亮度与边缘强度的径向梯度愈来愈小,这就是我们识别和处理聚焦与离焦有了依据。这一结果由图 5(d、e、f、g)中可以看出。

这一工作是在我院造船系柴油机试验室进行的,并得到该室同志们的协助,在此表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] B. J. Thomphson and P. Dunn; *SPIE*, 1980, **215**, 102~111.
- [2] G. A. Tyler and B. J. Thomphson; *Opt. Act.*, 1976, **23**, No. 9 (Sep), 685~700.
- [3] W. Grabowski; *Optics and Laser Technology*, 1983, **15**, No. 4 (Aug), 199~205.
- [4] R. Bexon; *Journal of Physics E: Scientific Instrument*, 1973, **6**, No. 3 (Mar), 245~248.
- [5] W. K. Witherow; *Optical Engineeridg*, 1979, **18**, No. 3 (May-Jun), 249~255.

## In-line holography for analysis of dynamic particle field

ZHU ZHULIN HUANG GONGYU AND PAN YUEE

(Department of Physics, Dalian Institute of Technology)

(Received 21 July 1986; revised 3 November 1986)

### Abstract

The experimental method and principle for measuring the dynamic field of oil spray in diesel engine using in-line far-field holography are described in this paper. The problems in regard to transverse magnification, diffraction efficiency of hologram and defocused image are discussed.

**Key Words:** holography; oil spray.