

# 干涉仪激光三维成像的照明光场特性分析\*

贺联合\*\*

吴健

刘盛纲\*\*\*

(四川省电力工业局试验研究院 成都 610071) (电子科技大学应用物理所 成都 610054)

**【摘要】** 分析了用于干涉仪成像的照明相干光场的特性。通过对平面波与平面波之间、球面波与球面波之间以及平面波与球面波之间形成的干涉场的描述和对其回波信号分析, 得出了平面波与球面波之间形成的干涉场适用于干涉仪成像的照明光场的结论。

**关键词** 干涉仪成像; 干涉场; 光场; 三维成像

中图分类号 O434.14

在同一个工作平台上形成两束相干光束, 同时照射一个运动目标。利用运动目标在两束光形成的干涉场中的反射信号来获得目标的形状、动量、旋转和翻滚等特征信息<sup>[1]</sup>, 这就是干涉仪成像, 它是一种非扫描的主动成像, 也称为灵活照明技术<sup>[2]</sup>。美国国防部对这种新的成像机制非常重视, 将它列入了 1992 年的关键技术计划内, 并计划在 2000 年完成干涉仪成像这一先进的探测方案<sup>[3]</sup>。要实现干涉仪成像, 照明光场是很重要的因素。并不是任意的两束相干光形成的干涉场都能获得物体的图像, 本文就不同的照明光场进行了分析对比。

## 1 照明光场描述

### 1.1 两束平面波形成的照明场

设两束平面波满足相干条件, 将其分别写为

$$E_1(\mathbf{r}, t) = E_{10} \exp[j(k_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_{10})] \quad (1)$$

$$E_2(\mathbf{r}, t) = E_{20} \exp[j(k_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_{20})] \quad (2)$$

在相遇处形成的干涉场的强度表达式为

$$I(\mathbf{r}) = |E_{10}|^2 + |E_{20}|^2 + 2E_{10} \cdot E_{20} \cos[(k_2 - k_1) \cdot \mathbf{r} + (\varphi_{20} - \varphi_{10})] \quad (3)$$

两束单色平面波相遇而形成的干涉场非常简单, 条纹的峰值强度面是平行的等间距平面, 面间距与光束的夹角  $\theta$  有关(图 1 所示)。

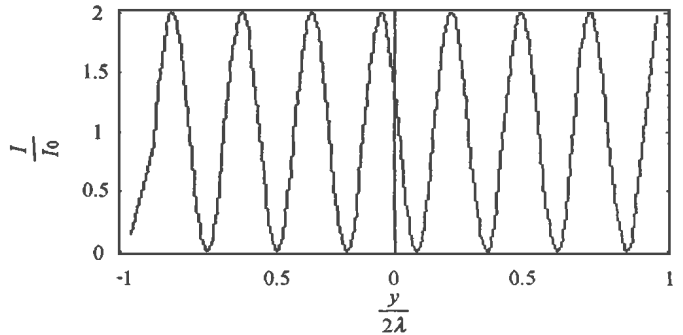
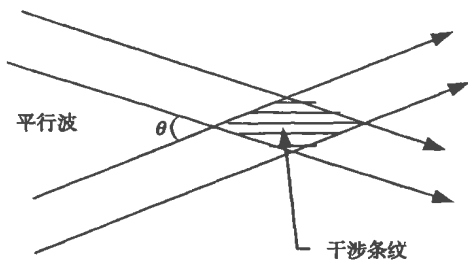


图 1 平面波与平面波的干涉条纹

图 2 两束平面波形成的干涉场的相对光强分布

假设两束相干光具有相同的强度  $I_0$ , 并在同一平面内, 则条纹强度分布为

$$I(y) = 2I_0 [1 + \cos(2ky \sin \theta + \varphi_0)] \quad (4)$$

1999 年 5 月 25 日收稿

\* 国防科工委预研基金项目

\*\* 男 32 岁 博士

\*\*\* 男 62 岁 教授 中科院院士

式中  $y$  表示沿表面垂直于条纹的坐标,  $\varphi_0 = \varphi_{20} - \varphi_{10}$ 。  $\theta$  为干涉会聚角, 即两束相干光之间的夹角。干涉场的光强分布是沿  $y$  方向呈余弦分布, 如图 2 所示。

### 2.2 两束球面波的照明场

当照明场是由两束相干的发散球面波在叠加区域形成时(见图 3), 两球面波在考察点  $P$  处的电场扰动分别为

$$E_1 = \frac{E_{10}}{d_1} \exp[j(kd_1 - \omega t + \varphi_{10})] \tag{5}$$

$$E_2 = \frac{E_{20}}{d_2} \exp[j(kd_2 - \omega t + \varphi_{20})] \tag{6}$$

则此点的强度为

$$I(P) \leq \left| \frac{E_{10}}{d_1} \exp[j(kd_1 - \omega t + \varphi_{10})] + \frac{E_{20}}{d_2} \exp[j(kd_2 - \omega t + \varphi_{20})] \right|^2 \geq I_1(p) + I_2(p) + 2 \sqrt{I_1(p) I_2(p)} \cos(k_0 \Delta + \varphi_0) \tag{7}$$

式中  $I_1(p)$  和  $I_2(p)$  分别为  $S_1$  和  $S_2$  单独在点  $P$  处产生的强度,  $\varphi_0 = \varphi_{20} - \varphi_{10}$ 。光程差  $\Delta$  为

$$\Delta = n(d_1 - d_2) = n \left[ \sqrt{\left(y + \frac{l}{2}\right)^2 + x^2 + z^2} - \sqrt{\left(y - \frac{l}{2}\right)^2 + x^2 + z^2} \right] \tag{8}$$

$n$  为介质的折射率。经过变换后得到

$$\left(\frac{y}{2n}\right)^2 - \left(\frac{l}{2}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2n}\right)^2 = 1 \tag{9}$$

由此, 两束发散球面波的干涉条纹的峰值强度面(在远离  $S_1$  和  $S_2$  的区域,  $I_1(P)$  和  $I_2(P)$  的变化要比余弦项的变化慢的多, 这时, 等强面与等光程面十分接近)是一族旋转双曲面。转轴为两个点光源的连线, 即  $y$  轴(见图 4)。在垂直于  $y$  轴的平面上(即  $y$  等于某个常数), 干涉条纹是一组同心圆条纹; 而在  $z$  轴附近, 干涉条纹与平面波的干涉条纹差不多是一样的, 都是平行直条纹, 详细的证明见文献<sup>[4]</sup>。这时光程差  $\Delta$  为

$$\Delta \approx \frac{ynl}{z_0} \tag{10}$$

故强度分布为

$$I(p) = I_1(p) + I_2(p) + 2 \sqrt{I_1(p) I_2(p)} \cos\left(\frac{k_0 n l}{z_0} y + \varphi_0\right) \tag{11}$$

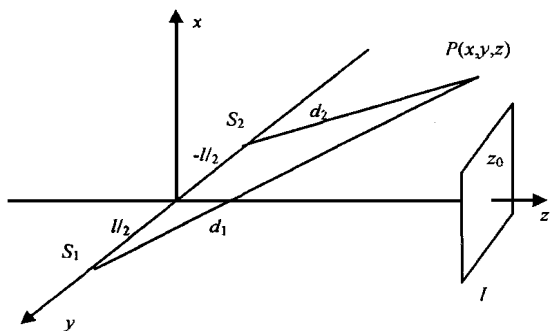


图 3 球面波干涉场的形成

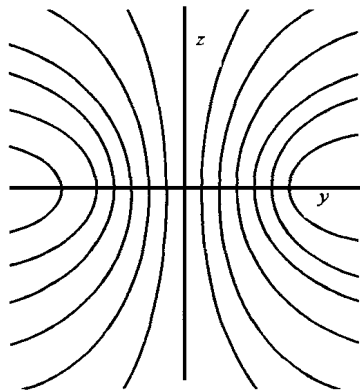


图 4 发散球面波和发散球面波的干涉条纹

### 2.3 平面波与球面波的照明场

在讨论了平面波和球面波各自形成的干涉场的情况后, 我们分析平面波与球面波之间形成干涉场的特征。如图 5 所示, 平面波与  $z$  轴成  $\theta$  的角度入射, 在  $z = z_0$  的平面上的场强分布为

$$E_p(x, y) = A \exp(-j2\pi\beta y + \varphi_{p0}) \quad (12)$$

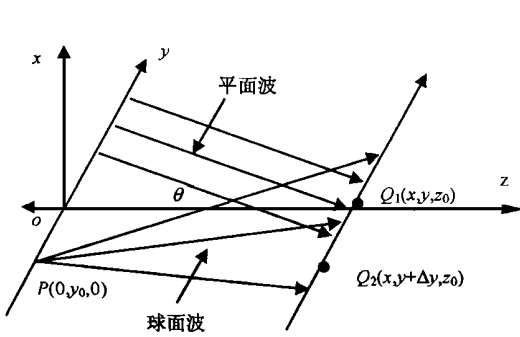


图 5 平面波与球面波形成的照明光场图

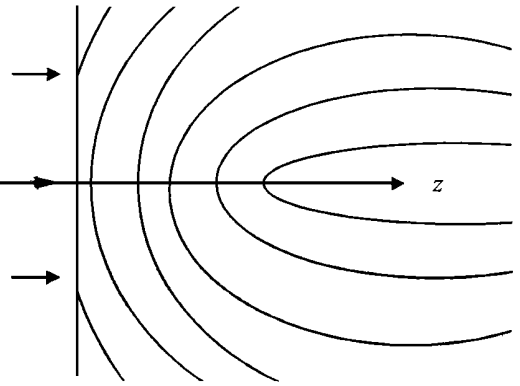


图 6 平面波与发散球面波的干涉条纹

式中  $A$  为振幅,  $\varphi_{p0}$  是初相位, 其中

$$\beta = \frac{\sin\theta}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda} \quad (13)$$

而从点  $P(0, y_0, 0)$  发出的球面波在  $z$  轴附近的  $z = z_0$  平面上的场强分布为

$$E_s(x, y) = \frac{\alpha}{z_0} \exp(-j\frac{2\pi z_0}{\lambda}) \exp\{-j\frac{2\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2]\} \quad (14)$$

在两束光叠加区域内的合场强分布为

$$E(x, y) = A \exp(-j2\pi\beta y + \varphi_0) + \frac{\alpha}{z_0} \exp(-j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp\{-j\frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2]\} \quad (15)$$

其强度分布为

$$I(x, y) \leq |A \exp(-j2\pi\beta y + \varphi_0) + \frac{\alpha}{z_0} \exp(-j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp\{-j\frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2]\}|^2 \geq K_0 + K_1 \cos\{2\pi\beta y + \frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2] + \varphi_0\} \quad (16)$$

式中  $K_0$  和  $K_1$  为常数, 初相位  $\varphi_0 = 2\pi\frac{z_0}{\lambda} + \varphi_{p0}$ 。对于平面波与发散球面波之间形成的干涉场图案, 条纹的峰值强度面是一族旋转抛物面, 如图 6 所示, 而在  $z = z_0$  平面是一族同心的干涉环。光强度分布为

$$I(x, y) = K_0 + K_1 \cos\{\frac{\pi}{\lambda z_0} [x^2 + (y - y_0)^2] + 2\pi\beta y + \varphi_0\} \quad (17)$$

## 3 回波信号分析

由上面的分析, 平面波和平面波形成的干涉场以及球面波和球面波在对称轴附近形成的干涉场都是呈余弦分布的直条纹。光强的分布函数可写为

$$I(y) = 2I_0 [1 + \cos(\alpha y + \varphi_0)] \quad (18)$$

式中  $\alpha$  为常数,  $\varphi_0$  为初位相。为了简单起见, 假设目标由沿  $y$  轴方向的两个散射点  $Q_1$  和  $Q_2$  组成, 它们之间相距为  $\Delta Y$  (见图 5)。当目标经过干涉场后, 两个散射点散射的能量用探测器接收后得到的信号也呈余弦分布, 在不考虑大气的影响情况下, 并且反射系数  $\tau$  相同, 则接收到的信号为

$$I(y) = 2I_0\tau[1 + \cos(\alpha y + \varphi_0)] + 2I_0\tau[1 + \cos(\alpha y + \alpha\Delta y + \varphi_0)] = 4I_0\tau[1 + \cos\frac{\alpha\Delta y}{2}\cos(\alpha y + \frac{\alpha\Delta y}{2} + \varphi_0)] \quad (19)$$

可见记录的结果仅是一个一维的光栅。这样的信息不可能确认两个散射点的相对位置。则平行的直条纹干涉场对干涉仪成像是适合的。这就是 Aleksoff 在讨论运动目标的综合干涉成像技术中选择的干涉场不在两个点源对称轴附近, 而是离轴的附近的原因<sup>[4]</sup>。

以下讨论由球面波和平面波形成的干涉场的回波信号。假设在重叠区域中的物体由沿  $y$  轴方向两个散射点  $Q_1$  和  $Q_2$  组成, 它们之间相距为  $\Delta Y$  (如图 5 所示)。则在原点处的光场分布为

$$E = \tau_1 A \exp(-j2\pi\beta Y) \exp(-j2\pi\frac{d_1}{\lambda}) + \tau_1 \frac{\alpha}{z_0 d_1} \exp(-j2\pi\frac{z_0 + d_1}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] + \tau_2 A \exp[-j2\pi\beta(Y + \Delta Y)] \exp(-j2\pi\frac{d_2}{\lambda}) + \tau_2 \frac{\alpha}{z_0 d_2} \exp(-j2\pi\frac{z_0 + d_2}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] \quad (20)$$

式中  $\tau_1$ 、 $\tau_2$  分别为散射点  $Q_1$  和  $Q_2$  的散射系数, 其中  $d_1$ 、 $d_2$  分别为

$$d_1 = \sqrt{(0-0)^2 + (Y-0)^2 + (0-z_0)^2} \approx z_0 + \frac{Y^2}{2z_0} \quad (21)$$

$$d_2 = \sqrt{(0-0)^2 + (Y + \Delta Y - 0)^2 + (0-z_0)^2} \approx z_0 + \frac{(Y + \Delta Y)^2}{2z_0} \quad (22)$$

探测器探测到的信号可表示为

$$I = \langle EE^* \rangle = I_1 + I_2 + I_3 \quad (23)$$

其中

$$I_1 = (\tau_1 A)^2 + (\tau_1 \frac{\alpha}{z_0})^2 + \tau_1^2 A \frac{\alpha}{z_0} \exp(-j2\pi\beta Y) \exp(-j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] + \tau_1^2 A \frac{\alpha}{z_0} \exp(+j2\pi\beta Y) \exp(+j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] \quad (24)$$

$$I_2 = (\tau_2 A)^2 + (\tau_2 \frac{\alpha}{z_0})^2 + \tau_2^2 A \frac{\alpha}{z_0} \exp[-j2\pi\beta(Y + \Delta Y)] \exp(-j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] + \tau_2^2 A \frac{\alpha}{z_0} \exp[+j2\pi\beta(Y + \Delta Y)] \exp(+j2\pi\frac{z_0}{\lambda}) \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] \quad (25)$$

$$I_3 = \tau_1 \tau_2 A A \exp(-j2\pi\frac{d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[-j2\pi\beta\Delta Y] + \tau_1 \tau_2 A A \exp(+j2\pi\frac{d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[+j2\pi\beta\Delta Y] + \tau_1 \tau_2 A \frac{\alpha}{z_0 d_1} \exp[+j2\pi\beta(Y + \Delta Y)] \exp(-j2\pi\frac{z_0 + d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] + \tau_1 \tau_2 A \frac{\alpha}{z_0 d_1} \exp[-j2\pi\beta(Y + \Delta Y)] \exp(+j2\pi\frac{z_0 + d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] + \tau_1 \tau_2 A \frac{\alpha}{z_0 d_2} \exp(+j2\pi\beta Y) \exp(-j2\pi\frac{z_0 + d_2 - d_1}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] + \tau_1 \tau_2 A \frac{\alpha}{z_0 d_2} \exp(-j2\pi\beta Y) \exp(+j2\pi\frac{z_0 + d_2 - d_1}{\lambda}) \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] + \tau_1 \tau_2 \frac{\alpha}{z_0 d_1} \frac{\alpha}{z_0 d_2} \exp(+j2\pi\frac{d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] + \tau_1 \tau_2 \frac{\alpha}{z_0 d_1} \frac{\alpha}{z_0 d_2} \exp(-j2\pi\frac{d_1 - d_2}{\lambda}) \exp[-j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y - y_0)^2] \exp[+j\frac{\pi}{\lambda z_0}(Y + \Delta Y - y_0)^2] \quad (26)$$

式(26)表明  $I_3$  不仅是变量  $y$  的函数,而且还随  $d_1-d_2$  之差而变化。于是可以简单的表达为

$$I_3 = \alpha_{12}(y) \exp\left[j \frac{2\pi(d_1-d_2)}{\lambda}\right] + \beta_{12}(y) \exp\left[-j \frac{2\pi(d_1-d_2)}{\lambda}\right] \quad (27)$$

式中  $\alpha_{12}(y)$  和  $\beta_{12}(y)$  是复数。若使用的探测器宽度为  $L$  (如图 7 所示), 则

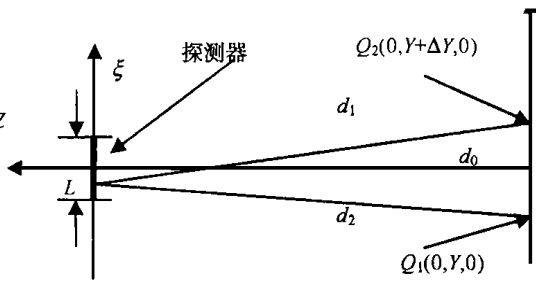


图 7 展长探测器的几何参数

$$d_1 - d_2 \approx \frac{\Delta y \xi}{d_0} \quad (L/2 \leq \xi \leq -L/2) \quad (28)$$

这时探测器输出的信号正比于

$$I' = \int_{-L/2}^{L/2} I d\xi = LI_1 + LI_2 + \int_{-L/2}^{L/2} I_3 d\xi \quad (29)$$

由于  $I_1$  和  $I_2$  与  $\xi$  无关。将式(15)、(16)代入式(29)的最后一项的积分式得到

$$\int_{-L/2}^{L/2} \exp\left[\pm j \frac{2\pi}{\lambda} \times \frac{\Delta y \xi}{d_0}\right] d\xi = L \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta y L}{\lambda d_0}\right) \quad (30)$$

由 sinc 函数的性质可知, 当  $L$  增大时(其他参数不变), sinc 函数有个零点, 选择适当的参数, 可对  $I_3$  进行抑制。当这个由两个散射点组成的物体沿  $y$  轴移动时, 探测的信号为

$$I(0, y) = K_0 + K_1 \cos\left[2\pi \beta k y + \frac{\pi}{\lambda z_0} (k y - y_0)^2\right] + K_2 \cos\left[2\pi \beta k (y + \Delta y) + \frac{\pi}{\lambda z_0} (k (y + \Delta y) - y_0)^2\right] \quad (31)$$

如果将此信号记录在一张胶片上, 这便是两个点的一维全息图的叠加结果, 利用平行光照明这张全息图时便得到物体的像。

而对于由  $N$  个散射点组成的物体, 由叠加原理, 在胶片上的记录信号为

$$I(\zeta) = K_0 + \sum_{j=1}^N K_j \cos\left[2\pi \frac{\vartheta}{\lambda} (\zeta - \sigma_j) + 2\pi \alpha (\zeta - \sigma_j)^2\right] \quad (32)$$

式中  $K_0$  和  $K_j$  是常数,  $\sigma_j = -\Delta y_{1j}$ ,  $\Delta y_{1j}$  是以点  $y_1$  为参考点, 第  $j$  个散射点的相对位置。可见每个散射点被编码成有不同空间延迟的线性调频信号, 或者说每个物点被编码为全息片上不同位置的波带片, 也就是不同的空间调频信号。重现时, 每个波带板被相关重现成为像空间的一个衍射斑。实际上, 这与合成孔径雷达在航行方向上的信息记录有类似之处<sup>[5]</sup>。因此, 球面波与平面波之间形成的干涉场可以实现干涉成像。

## 4 结 论

本文分别对两束平面波之间、两束球面波之间以及一束平面波与一束球面波之间波形成的照明干涉场的分析, 比较了它们各自的回波信号所携带的目标的信息, 得出了球面波与平面波之间形成的干涉场是实现干涉仪成像的较好的照明场。

## 参 考 文 献

- 1 He L, Wu J. Interferometer imaging laser radar. High-power Lasers, Solid state, Gas, Excimer, and Other Advanced Lasers, Mei Sui-sheng, Keith A eds. Truesdell, Beijing, SIPE, 1996, 2: 889; 40~46
- 2 倪树新. 关于军激光雷达发展若干问题的思考和建议. 激光雷达技术, 1995; 1~149
- 3 赵达尊, 张怀玉. 波动光学. 北京: 宇航出版社, 1988
- 4 Aleksoff C C. Synthetic interferometric imaging technique for moving objects. Appl Opt, 1976(15): 1923~1929
- 5 杨士中编著. 合成孔径雷达. 北京: 国防工业出版社, 1981

## Analysis of Illuminating Field for Interferometer Laser 3D Imaging

He Lianhe

(Sichuan Test & Research Institute of Electric Power Chengdu 610071)

Wu Jian Liu Shenggang

(Inst. of Applied Physics UEST of China Chengdu 610054)

**Abstract** The characteristics of illuminated fields formed dual-beam including are discussed plane waves, spherical waves and plane wave and spherical wave. By analyzing the echo-wave signal scattered by an object moving through the illuminated interference field, it is concluded that the optimal illuminated field is the interference field produced by the plane wave and the spherical wave, can be used in the interferometer imaging.

**Key words** interferometer imaging; interference field; Optical field; three dimension imaging

°科研成果介绍°

### COAS 开放式系统软件平台

主研人员 王志刚 孟庆余 黄万镒 唐世渭 谢立 周明德 刘启原 黄民德 程虎 邹非 王珊  
尤晋元 杨培根 孙玉方 卢显良 等

COAS 开放式系统软件平台已取得以下重要成果:

- 1) 研制系统软件平台 COSA V1.1 和 COSA V2.0;
- 2) 研制了一批软件工具;
- 3) 制订了国家标准和国家军用标准《POSIX 依从性测试方法》、《军用数据库管理系统功能规格说明指南》;
- 4) 研究出具有系统软件知识产权的研究成果。

COSA 系统软件平台的研制成功和应用, 为打破国外系统软件垄断中国市场的局面奠定了基础。COSA V1.1 在产品化技术、COSA V2.0 在中文处理技术、安全技术、集成技术和开放系统测试技术方面有重要突破, 其研究开发成果达到 90 年代先进水平, 对我国信息产业的发展和信息资源的安全应用发挥重要作用。

°科 下°