

数字全息干涉术用于微波等离子体推进器羽流场的研究*

冯 伟 李恩普** 范 琦 张 琳 赵建林

(西北工业大学理学院, 西安 710072)

摘 要 利用数字全息干涉术研究了微波等离子体推进器羽流场的分布特征, 由所记录的羽流场的数字全息图, 经数值再现, 得到了羽流场的相位分布, 进而计算出等离子体羽流场的电子数密度. 通过相位倍增法增加了羽流场的干涉条纹密度, 从而能够更直观地反映出羽流场的折射率分布. 结果表明, 数字全息干涉术是研究微波等离子体推进器羽流场的一种有效方法.

关键词 数字全息干涉术; 等离子体羽流场; 相位倍增; 数值再现

中图分类号 O438.1 **文献标识码** A

0 引言

在航天器飞行过程中, 需要随时调节飞行姿势. 因此小推力的微推进具有很重要的意义. 目前的微推进主要有液体推进、电推进以及固体推进. 由于具有比冲高、寿命长、体积小和污染轻等优点, 电推进中的微波等离子体推进器 (Microwave Plasma Thruster, 简称 MPT) 在国外已经广泛地应用到航天器中. 国内科研工作者对 MPT 在航天器上的应用也进行了探索性的研究^[1], 但作为等离子体羽流场的重要参数——电子数密度尚未定量测量. 目前, 电子数密度测量的方法主要有朗缪尔 (Langmuir) 探针^[2]、差分发射探针^[3] 及二次曝光全息术^[4,5] 等. 二次曝光激光全息术的非接触式测量以及不受等离子体发光的干扰特性, 使其在等离子体羽流场的诊断中有着非常重要的意义. 但全息底片对环境要求高、处理过程复杂及测量准确度低等因素大大限制了其实际应用.

随着高分辨率 CCD 及高速计算机技术的发展, 使得全息图的数字记录成为可能, 从而形成数字全息术. 数字全息干涉术是以 CCD 等光电探测器件作为记录介质, 用数值方法再现全息图, 并通过数值计算直接给出物体在不同状态下物光波的复振幅分布和相位分布, 从而得到物体在不同状态下的相位差分布. 同时还可方便地加入各种数学处理方法, 进行真正意义上的两个或多个全息图以及复振幅之间的各种数学运算. 数字全息干涉术的方便、实时及定量特性使其应用领域更加广泛^[6~8]. 本文利用数字全息干涉术对模拟 MPT 羽流的等离子体场进行

研究, 并计算出了等离子体羽流场的电子数密度.

1 测量原理

1.1 数字全息干涉术的基本原理

数字全息干涉术与普通光学全息干涉术的基本思想一致, 用 CCD 记录物场变化前后的两幅全息图 $i_1(k, l)$ 和 $i_2(k, l)$, k, l 为整数, 表示 CCD 的像素数. 用非涅耳变换法^[9] 或卷积法^[10] 对其分别进行数值再现, 可得两种状态下物场的复振幅分布 $u_1(m, n)$ 和 $u_2(m, n)$, m, n 为整数, 表示再现像的像素数. 本文采用卷积法进行再现, 其过程为两次傅里叶变换. 相应的相位分布可由下式给出

$$\phi(m, n) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im}[u(m, n)]}{\text{Re}[u(m, n)]} \right\} \quad (1)$$

将 $u_1(m, n)$ 和 $u_2(m, n)$ 分别代入式(1), 可得两种状态下物场的包裹相位分布 $\phi_1(m, n)$ 和 $\phi_2(m, n)$. 则两种状态下再现物场的包裹相位差分布^[11] 可表示为

$$\Delta\phi(m, n) = \begin{cases} \phi_1 - \phi_2 & \phi_1 \geq \phi_2 \\ \phi_1 - \phi_2 + 2\pi & \phi_1 < \phi_2 \end{cases} \quad (2)$$

此包裹相位差 $\Delta\phi(m, n)$ 反映了物场各点的相对相位变化, 对包裹相位差 $\Delta\phi(m, n)$ 进行解包裹运算, 可获得变化物场的相位差分布, 由此可对物场的性质进行研究. 本文正是从等离子体的相位差分布得出其电子数密度. 与 $\Delta\phi(m, n)$ 对应的干涉强度分布为

$$\begin{aligned} I(m, n) &= |u_1(m, n) + u_2(m, n)|^2 = \\ &= 4u_0^2(m, n) \cos^2 \left[\frac{\phi_1(m, n) - \phi_2(m, n)}{2} \right] = \\ &= 4u_0^2(m, n) \cos^2 \left[\frac{\Delta\phi(m, n)}{2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

式中 u_0 表示再现物场的振幅, 并假定物场变化前后光波的振幅不变. 式(3)表明, 如果两次再现物场的

* 航空科学基金(02I53075)资助项目

** Tel: 029-88494083 Email: lienpu@nwpu.edu.cn

收稿日期: 2004-11-19

相位分布存在差异,则再现的光强分布图像中就会出现干涉条纹. 因此,通过计算图像中的条纹数,就可推算出物场中不同位置的相位变化. 由相位变化可反推出羽流场的折射率分布,进而得到电子数密度.

1.2 相位倍增原理

由式(3)可知,干涉条纹间距只与相位差 $\Delta\phi(m, n)$ 有关. 每个相邻条纹间所对应的相位差变化为 2π . 因此,用数条纹方法只能测量出相位差变化大于 2π 的物场变化.

为了从干涉条纹图像获得更多的变化细节,有效途径是增加干涉条纹的密度. 由式(3)可以看出,如果能够给两叠加光波的相位差乘上一个整数的倍增因子 t ,则可以使叠加强度分布表达式变为

$$I(m, n) = 4u_0^2(m, n) \cos^2 \left(\frac{t\Delta\phi(m, n)}{2} \right) \quad (4)$$

显然,当 $t=1$ 时,式(3)与式(4)相同;但当 $t>1$ 时,所再现出的干涉图样中,条纹密度将变为无相位倍增时的 t 倍,而相邻条纹的相位差变化由 2π 减小到 $2\pi/t$,从而可使测量准确度提高.

2 实验装置及测量结果

2.1 实验装置

实验光路如图 1. He-Ne 激光器发出 110 光束 ($\lambda=632.8 \text{ nm}$) 经过偏振片 P 衰减, M_1 反射后被半透半反镜 BS_1 分为两束,其中一束经过扩束准直后经过等离子体场,携带物场信息. 另一束扩束准直后

经半透半反镜 BS_2 与第一束光汇合,产生干涉,生成全息图,经过透镜 L_3 ,由 CCD 记录像面全息图. 由于 CCD 靶面的尺寸无法完全记录等离子羽流场,因此用透镜 L_3 把物场缩小,记录物场的像面全息图. 图 1 中等离子体中心准确成像于 CCD 靶面上, u 为 132cm, v 为 23.5 cm,透镜 L_3 的焦距 f 为 20 cm.

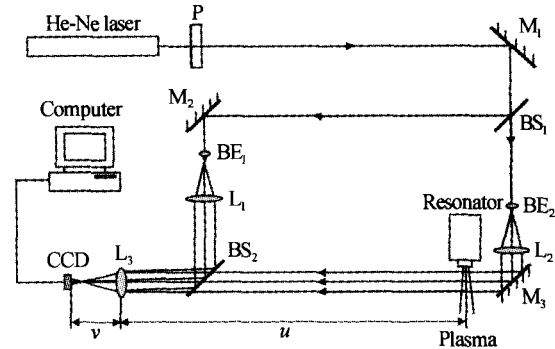


图 1 数字全息干涉实验装置
Fig. 1 Experimental setup for digital holographic interferometry

实验结果如图 2,其中图 2(a)为加入等离子体场前的全息图,图 2(b)为加入等离子体场后的全息图. 通过 MATLAB 程序对全息图 2(a)进行快速傅里叶变换,得到其频谱如图 2(c),将频谱图中 1 级频谱滤出并移频后再做逆傅里叶变换,可由式(1)得到未加入等离子体的相位信息. 用同样的方法处理图 2(b),可得到加入等离子体场后的相位信息,然后由式(2)可得两次物场的相位差分布如图 2(d).

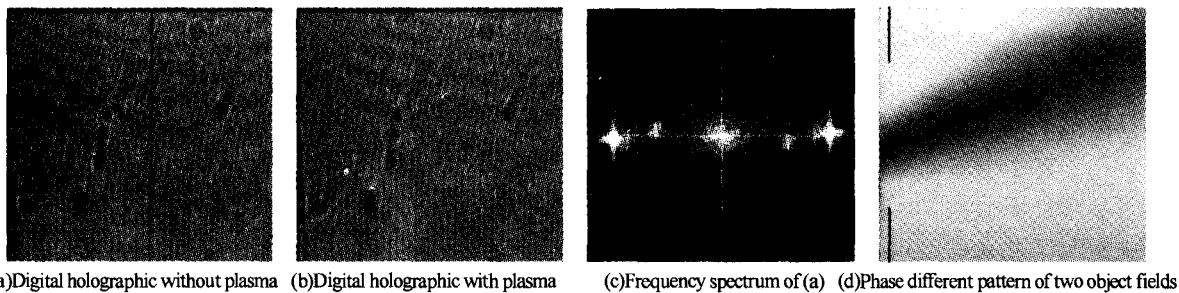


图 2 等离子体羽流场的数字全息干涉图及数值再现
Fig. 2 Digital holography of MPT's plume and numerical reconstruction

2.2 相位差的直接计算

数字全息干涉术可以直接从物场相位变化前后所拍摄的两幅全息图中恢复得到物场的复振幅分布. 从所再现的物场复振幅分布中直接得到各点的包裹相位及包裹相位差,通过对包裹相位解包裹,可以精确地计算出再现物场中每一像素所对应的空间位置处相位的变化. 显然,其测量准确度远高于普通光学全息干涉术. 由图 2(d)可以看出,最大的相位差小于 2π ,因此不用进行解包裹计算. 图 2(d)中黑线处截面的相位差如图 3,因此可以算出最大的相位差为 0.97.

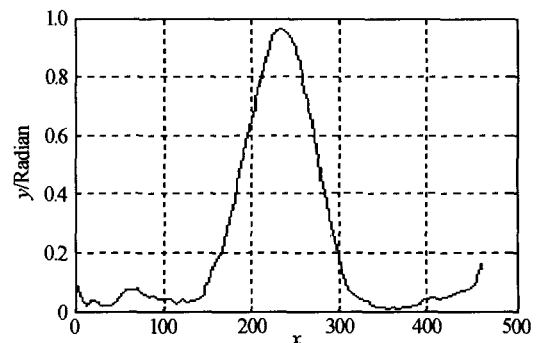


图 3 图 2(d)中划线处的相位差
Fig. 3 Phase different in Fig. (2) indicated section

2.3 相位倍增得出相位分布

由数字全息干涉术再现的干涉条纹图样,反映了两叠加物光波复振幅分布中等相位差点的分布以及被照射物场的相位分布或各点相位的相对变化,因此通常都是根据干涉条纹的疏密和分布特征来判断和测量再现物场的相位分布及各点相位的相对差异. 这种测量结果的准确度在条纹较稀疏时很有限. 数字全息术虽然可以直接得到相位的变化曲线,

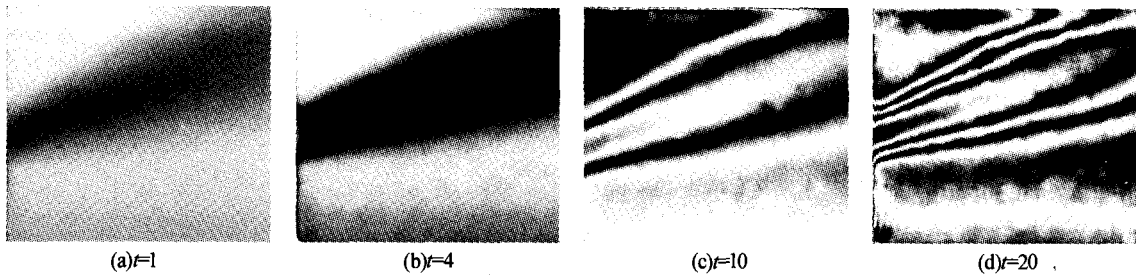


图4 加入相位倍增因子 t 后的再现干涉强度分布

Fig. 4 Reconstruction intensity pattern by phase multiplication t

可以看出,在 $t=4$ 时,仍然没有达到一个周期;在 $t=10$ 时,其干涉条纹非常明显; $t=20$ 时,可以清楚的读出干涉条纹. 由此可以得出 20 倍倍增后喷口中心处相位变化为 3.5 倍的 $2\pi/20$ (每个干涉条纹周期对应一个 $2\pi/20$),这样就可以算出相位变化为 0.35π .

电子数密度与等离子体折射率的关系为^[12]

$$n_e = \left(1 - \frac{N_e e^2 \lambda^2}{2\pi m_e C^2}\right) = 1 - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e \quad (5)$$

式中 n_e 为等离子体的折射率, N_e 为电子数密度, e 为电荷, m_e 为电子质量, C 为光速, λ 为探测光的波长. 由式(5)可以计算出喷口处的电子数密度 $N_e = 6.1 \times 10^{20} (\text{m}^{-3})$.

3 结论

通过数字全息干涉术直接计算或相位倍增得到 MPT 等离子体羽流场的相位差,从实验上得出了羽流场的电子数密度,为 MPT 的地面模拟研究提供了有力的支持.

相对于普通干涉全息,数字全息干涉术不但可以测量相位差小于 2π 的相位场,而且可以准实时地再现物场的变化. 对于等离子体这种折射率变化相对很小的相位场来说,数字全息可以提高二次曝光全息术的测量范围. 在数字全息干涉术中,通过相位倍增技术,可以方便快捷地得到反映等离子体羽流场电子数密度的干涉强度分布图,数字全息干涉术可定性、直观地观察等离子体羽流场的折射率分布,而且通过计算机处理,可以准实时地再现观察干涉图.

但是不能直观观察其相位分布,通过相位倍增方法,可以方便快捷的得出相位差分布图.

由相位差分布图 2(d) 可以看出,喷射等离子体后,其相位与未喷射等离子体有了一定的变化,形成相位差,但是由于相位差没有达到一个周期,很难去判定相位变化的多少. 利用式(4)进行相位倍增增加干涉条纹密度,得出相位的变化量. 图 4 中给出了经不同相位倍增处理之后的结果.

参考文献

- 1 韩先伟,毛根旺,何洪庆. 微波等离子推力器真空羽流模拟计算. 固体火箭技术, 2002, **25**(2): 21~24
Han X W, Mao G W, He H Q. *Journal of Solid Rocket Technology*, 2002, **25**(2): 21~24
- 2 Anisimovai, Vinogradovni, Golantue. Method of investigating electron spatial distribution in a plasma. *Soviet Phys Tech Phys*, 1961, **6**: 939~943
- 3 Wang E Y, Istrator T, Hershkovitz N. Direct indication technique of plasma potential with differential emissive probe. *Rev Sci Instrum*, 1985, **56**(4): 519~524
- 4 Jahoda F C, Jeffries R A, Sawyer G A. Fractional-fringe holographic plasma interferometry. *Appl Opt*, 1967, **6**(8): 1407~1410
- 5 丰善,王淑岩,王国志,等. 用脉冲激光全息干涉术测量稠密等离子体电子密度分布. 光学学报, 2001, **30**(11): 1339~1342
Feng S, Wang S Y, Wang G Z, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(11): 1339~1342
- 6 Seebacher S, Osten W, Baumbach T, et al. The determination of material parameters of microcomponents using digital holography. *Optics and Lasers in Engineering*, 2001, **36**(2): 103~126
- 7 Gang P, Hui M. Digital holography of particle fields: reconstruction using complex amplitude. *Applied Optics*, 2003, **42**(5): 827~833
- 8 赵建林,谭海蕴. 电子学全息干涉术用于温度场测量. 光学学报, 2002, **22**(12): 1447~1451
Zhao J L, Tan H Y. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12): 1447~1451
- 9 Schnars Ulf, Werner, Jüptner P O. Digital recording and numerical reconstruction of holograms. *Meas Sci*

- Technol, 2002, 13(8): 85~101
- 10 Xu L, Miao J M, Asundi A K. Properties of digital holography based on in-line configuration. *Opt Eng*, 2000, 39(12): 3214~3219
- 11 Schnars U. Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms. *J Opt Soc Am A*, 1994, 11(7): 2011~2015
- 12 C M 维斯特[美], 樊雄文, 王玉洪译. 全息干涉度量学. 北京: 机械工业出版社, 1979. 390~401
- Vest C M. *Holographic Interferometry*. Beijing: China Machine Press, 1979. 390~401

Diagnosing Microwave Plasma Thruster's Plume by Digital Holographic Interferometry

Feng Wei, Li Enpu, Fan Qi, Zhang Lin, Zhao Jianlin

School of science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072

Received date: 2004-11-19

Abstract The distribution properties of Microwave Plasma Thruster's plume are studied with the digital holographic interferometry. By numerically reconstructing the digital hologram, the phase distribution of MPT's plume is obtained, from which the electron density is also calculated. By employing the phase multiplication method, the fringe density of the interference pattern obtained by digital hologram was multiplied to reveal the refractive index distribution of the plume field more intuitively. It is shown that the digital holographic interferometry is an effective method for diagnosing MPT plasma's plume.

Keywords Digital holographic interferometry; Phase multiplication; Plasma's plume field; Numerically reconstruction



Feng Wei was born in December, 1979, he graduated from applied physics department of Northwestern Polytechnical University (NPU), now he is a master student in School of Science of NPU. His interest focuses on holographic interferometry.