

脉冲氙灯放电过程的全息干涉研究

中国科学院上海光机所四室、二室

提 要

本文介绍了用脉冲激光全息干涉仪研究氙灯等离子体的原理、方法和特点。拍摄了 $\phi 14 \times 150$ 毫米和 $\phi 27 \times 100$ 毫米两种脉冲氙灯在放电不同时刻的等离子体全息干涉图,并进行了简要的分析。从实验上证明了全息干涉法用于研究脉冲氙灯是行之有效的。

一、引 言

全息照相干涉量度学是全息照相中十分活跃而实用的分支,它是基于当贮存二个波前的全息照片用相干光照射时再现波可互相干涉的现象而发展起来的,这个工作由 Heflinger 等人于 1965 年首次做出^[1]。在全息照相干涉量度中,全息照相是记录波前的一种手段;而干涉量度是分析波前的一种方法,它能用易于观察的方法显示出任何变化,在工程检验特别是瞬态现象研究中得到了广泛的应用。到目前为止,全息干涉量度学已成了全息照相术中最重要的应用领域。

全息干涉量度对放电等离子体的研究是一个行之有效的方法,采取二次曝光全息干涉法,能对经过一定时间间隔后出现的与原始状态的相对微小变化(在这里是指放电前和放电开始后)给出永久的记录,在波前再现时,观察出由二次曝光相对变化而形成的干涉条纹,这对放电等离子体现象的研究提供了重要的信息。

在研究脉冲氙灯放电等离子体中,利用马赫-陈德尔激光干涉仪和双波长耦合腔激光干涉仪,我们曾经测量过氙灯等离子体的放电电子浓度,由于采用激光作为光源,与非

相干光光源干涉仪相比,有很多优点,然而它仍有许多局限性,这限制了它的广泛应用。二次曝光激光全息干涉仪比普通的激光干涉仪,更有其独特的优点:

(1) 实验技术简单。既不需要精密的光学元件,也不需要精确的调整,并且,所研究的放电等离子体不需要有光学均匀的窗口(管壁任何缺陷在二次曝光中并不变化,从而不形成干涉条纹),而这些条件在普通干涉仪中是一定要确保的。

(2) 用全息干涉仪可以获得比普通干涉仪更多的信息。采用漫射的相干光源,在物(放电等离子体)再现时,可以从不同的角度观察条纹的变化。

(3) 用全息干涉仪得到了管壁内整个截面的放电等离子体的干涉图,用不同时刻取样的办法,还可获得其时间分布。

由于这些特有的优越性,它很适合于记录瞬变现象,研究具有复杂几何结构的物体。为了观察脉冲氙灯在放电期间等离子体的瞬态变化,研究氙灯的放电规律,我们采用脉冲激光全息干涉仪,拍摄了二种试验氙灯的二次曝光全息干涉图,这些干涉图以可靠的直观形象给出了脉冲氙灯放电等离子体的发展历程,实验证明,这种方法用于研究氙灯是完全可行的。

二、基本原理

脉冲氙灯等离子体的二次曝光全息干涉研究,是用脉冲调Q红宝石激光器作为光源,在同一全息照相底片上于不同的时刻曝光二次。第一次曝光是当有氙灯存在而不放电时,第二次曝光是在氙灯放电的某一时刻。前一次曝光可认为是普通干涉仪的比较光束,后一次曝光则是试验的物的图象。若用激光再现时,可以观察到这二个不同时间间隔内氙灯等离子体相位变化产生的干涉图象,它是相当直观的。如激光器在氙灯放电的不同时刻取样,则可观察氙灯放电等离子体的时间分布。

激光全息干涉仪对脉冲氙灯等离子体的测量是基于等离子体折射率和电子密度有关的原理,对于离化度很高,等离子体折射系数主要由电子密度决定的情况,等离子体折射率和通过等离子体的光波辐射有如下的关系式:

$$n = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1)$$

其中 ω ——激光圆频率;

ω_p ——等离子体郎缪尔频率;

$$\omega_p = [4\pi N_e e^2 / m_e]^{1/2} \quad (2)$$

m_e ——电子质量; N_e 是电子浓度;

e ——电子电荷。

在脉冲氙灯放电前后,相位变化形成的干涉条纹由:

$$f = l(n-1)/\lambda \quad (3)$$

来确定。

其中 f ——干涉条纹数;

l ——激光通过等离子体的长度;

n ——等离子体折射率;

λ ——激光波长。

将(1)、(2)式代入(3)式,并代入常数具体数字,则得:

$$f = -4.49 \times 10^{-14} N_e \lambda l$$

或

$$N_e = -f / 4.49 \times 10^{-14} \lambda l \quad (4)$$

这样,根据条纹数,就可以求出电子密度。

假定最小可测的是十分之一条纹 ($f=1/10$),则对于厚度为1厘米的等离子体,用红宝石激光器,我们得到最小可测的电子密度为 $N_{e\text{最小}} = 3 \times 10^{16}$ 电子/厘米³。

用全息干涉法可测的电子密度的上限是由等离子体的吸收来决定的,对于红宝石激光器来说, $N_{e\text{最大}} \approx 10^{20}$ 电子/厘米³。因此,全息干涉仪的灵敏度和普通激光干涉仪的灵敏度是相同的。

由于目前我们使用的脉冲氙灯的放电电子密度位于激光干涉仪的可测范围之内,所以,采用这种方法可以得到预期的结果,实验证实了这一点。

三、实验装置

全息干涉测量装置如图1所示。激光系统包括振荡、放大两级。

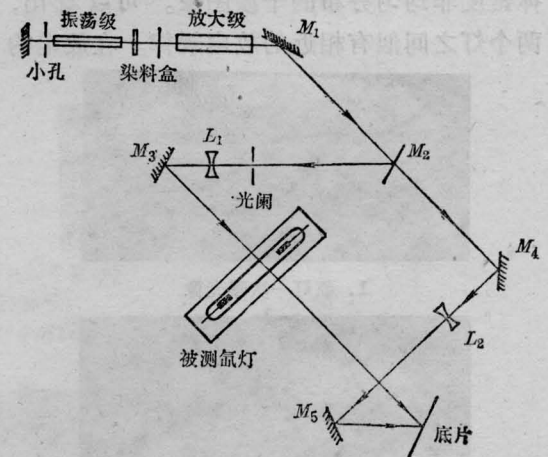


图 1

振荡级是由隐花菁染料调Q的 $\phi 8 \times 100$ 毫米的红宝石激光器组成,放大级为 $\phi 10 \times 150$ 毫米的红宝石。输出光束经 $\phi 3$ 毫米的

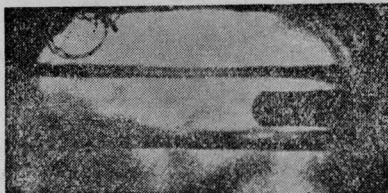
小孔选模, 激光输出峰值约 16 兆瓦, 脉宽 30 毫微秒左右。被测氙灯置于一光屏蔽黑盒内, 该屏蔽盒两边嵌有滤光片, 一面是红色磨毛玻璃片, 另一面是涂介质膜的干涉滤光片, 可良好地滤掉氙灯放电的光。激光经反射镜 M_1 后, 被分束镜 M_2 分成两束, 一束经反射镜 M_4 , 凹面镜 L_2 和反射镜 M_5 而照射到全息底片上; 另一束经凹面镜 L_1 , 反射镜 M_3 , 经红色毛玻璃漫射, 透过被测氙灯照到全息底片上。物光束与参考光束夹角约 60° 。

此外, 激光器触发装有同步延迟触发装置, 以便在氙灯放电的不同时刻内取样。

四、实验结果讨论

我们研究了 $\phi 14 \times 150$ 毫米和 $\phi 27 \times 100$ 毫米二种脉冲氙灯工作过程中极区放电等离子体状态的变化情况, 氙灯点燃时输入能量均为 500 焦耳, 放电持续时间小于 1 毫秒。所得到的氙灯放电期间不同时刻的全息图, 以及氙灯放电结束后的全息图分别示于图 2 和图 3。

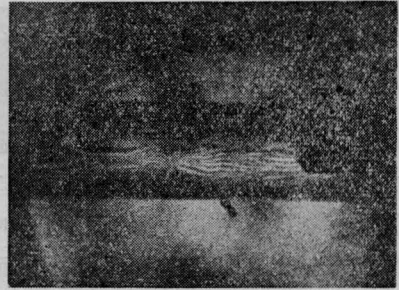
这些照片展示了氙灯放电产生的等离子体密度非均匀分布的干涉图象。可以看出, 两个灯之间似有相近的放电规律。在放电的



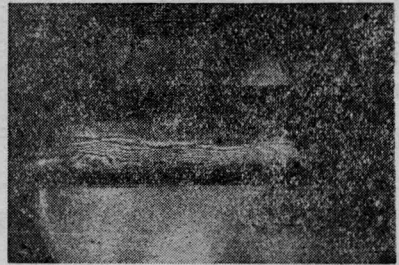
1. 氙灯一次曝光像



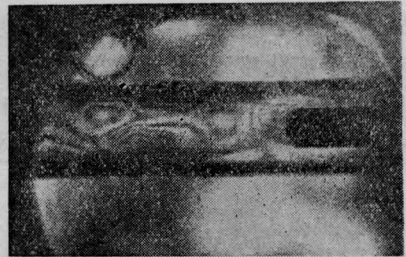
2. 放电开始后 50 微秒时



3. 放电开始后 300 微秒时



4. 放电开始后 400 微秒时



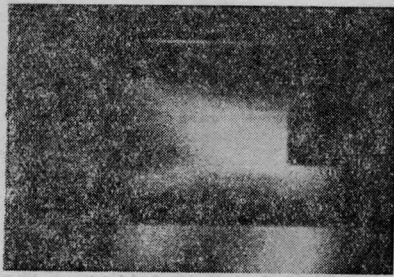
5. 放电开始后 800 微秒时



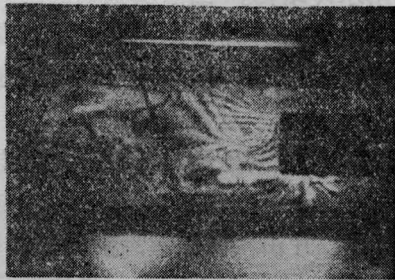
6. 放电开始后 1 毫秒时

图 2 $\phi 14 \times 15$ 毫米脉冲氙灯再现全息照片

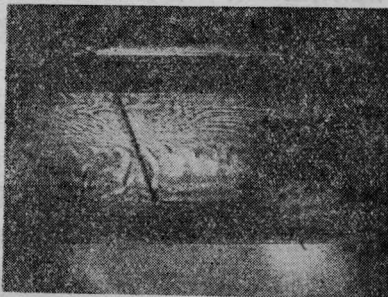
初始阶段, 在电极间形成强的火花放电通道, 在全息照片上看到, 在电极间, 氙灯轴线附近, 出现密集的干涉条纹, 即形成很密的电子云。随后, 这些密集的条纹移向管壁, 这在图 2、3 中 400 微秒的全息照片上看得十分明显。此时, 近于在电流峰值处, 根据公式(4)可粗略估计电子密度为 10^{18} 电子/厘米³数量



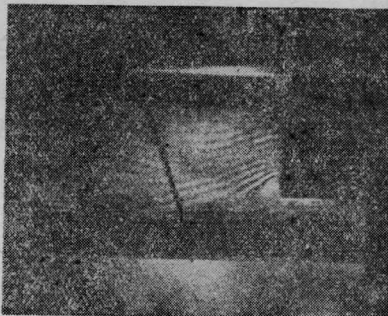
1. 氙灯一次曝光像



2. 放电开始后 50 微秒时



3. 放电开始后 400 微秒时



4. 放电开始后 800 微秒时



5. 放电开始后 1.5 毫秒

图 3 $\phi 27 \times 100$ 毫米脉冲氙灯再现全息照片

级。这种定量估计的误差大多是来源于条纹不是中心对称。在电流峰值之后，条纹变粗而少，这是由于带电粒子不断复合而浓度降低之故。在 1 毫秒之后，等离子体密度分布的干涉图已经消失。在图 3 第(5)张照片上看出，在 1.5 毫秒时，只有在电极周围和由气体中的热所引起的云雾状条纹；在 10 毫秒时，仍然清楚地看到这些旋涡，它不再表现出两个电极间的沟通，这些旋涡是由于氙灯未完全冷却，气体中存在有温度梯度而造成的。当把氙灯拿掉，用电热吹风取而代之时，得到的旋涡状条纹和它们很相像。

实验表明，同一时刻放电情况在空间上有一定的随机性，而反映电子密度变化的条纹数基本上是重复的。作为定性地观察，比较各种不同类型的氙灯，不同放电条件下的放电状况，脉冲全息干涉仪提供了一个简捷而直观的办法。由于氙灯放电等离子体比较复杂，条纹的定域、定量计算，则有待于今后大量的工作。

参 考 资 料

- [1] L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. E. Brooke;
J. A. P., 1966, **37**, No. 2, 642~649.