

讲 座

激光干涉测速技术

杨成龙

(西南流体物理研究所)

一、引 言

在材料的高压状态方程和动力学特性研究中,经常利用冲击波加载。这类实验需要高精度测量自由面速度,两种不同材料的界面速度及各种不同材料的粒子速度等。目前,世界上已有几十台激光干涉仪用于冲击波物理的研究,成功地测量了飞片速度,自由面速度,波后粒子速度及界面速度等。

激光干涉测速的主要优点是:测速精度高;时间分辨力高;能在一段时间内连续测量速度历程;无接触测量,不干扰被测对象;测量样品表面上一点的速度,而不是某一区域上的平均速度,因而对被测样品的倾斜要求不高;特别是任意反射面速度干涉仪和法布里-珀罗干涉仪,可测漫射面的速度,因而可用于高压材料特性研究。激光干涉仪测速的这些优点,使这种技术成为冲击波物理研究中的有力工具。

最早用于冲击波测速试验的是所谓位移干涉仪,其实就是一台迈克尔逊干涉仪。磨成镜面的被测样品表面作为迈克尔逊干涉仪的一面反射镜。这个表面的运动,使干涉仪的干涉条纹发生变化。检测干涉条纹的变化数 F_i ,就可以测出相应的位移 S_i 。检测到的条纹数和位移的关系为 $S_i = \lambda F_i / 2$, λ 为激光波长。对位移微分,求得速度。这种干涉仪的测试精度相当高,但是在冲击波物理的研究中,它的应用受到限制,只能测低于 0.2 km/s 的速度。速度再高,条纹变化频率高达 300 兆赫,记录系统响应就困难了。另外,这种干涉仪只能测镜面的运动,对漫反射面就记录不到干涉条纹。位移干涉仪的这两个问题,为后来发展起来的任意反射面速度干涉仪和法布里-珀罗干涉仪所克服。本文主要介绍这两种激光速度干涉仪的结构、测速原理和有关问题。

二、任意反射面速度干涉仪

1. 任意反射面速度干涉仪的组成^{[1][2]}

任意反射面速度干涉仪如图 1 所示。主要由激光器、干涉仪及条纹记录系统组成。仪器的工作过程如下:激光束通过带孔反射镜 2、物镜 3、聚焦在被测样品表面 4 上。物镜 3 收集样品表面散(反)射光、准直。由于样品运动,反射光产生多普勒频移,因此携带了样品运动的信息。扰相器 5 的作用是保持干涉仪上的 S 偏光和 P 偏光强度相等,这在用窗材料的试验中特别重要。经扩束镜 6、分束镜 7 将约 1/4 光反射到光电倍增管 8,作光强度检测。通过分束镜的光,经起偏镜 9,干涉仪分束镜 10,分成两束光。一束经压电石英驱动的反射镜 14 反射,折回分束器 10。由于两次经过 $\lambda/8$ 波片 13,使 S 偏光和 P 偏光产生 90° 相移。使用压电石英反射镜 14 的目的是便于调节干涉仪。另一束经反射镜 12 反射,两次经过标准具 11。标准具的作用是使干涉仪的两束光产生一个时间延迟 τ 。两束光在分束器 10 上合束。由于两束光之间有一个时延,因此携带了样品的两个不同时刻的信息。这两个不同时刻样品的运动速度不同,多普勒频率也就不同。两个不同频率的光波合束,就产生拍。光电倍增管探测到以拍频频率变化的光强度信号。记录光强度信号,也就记录拍频频率,从

1988年11月14日收到原稿,1989年3月19日收到修改稿。

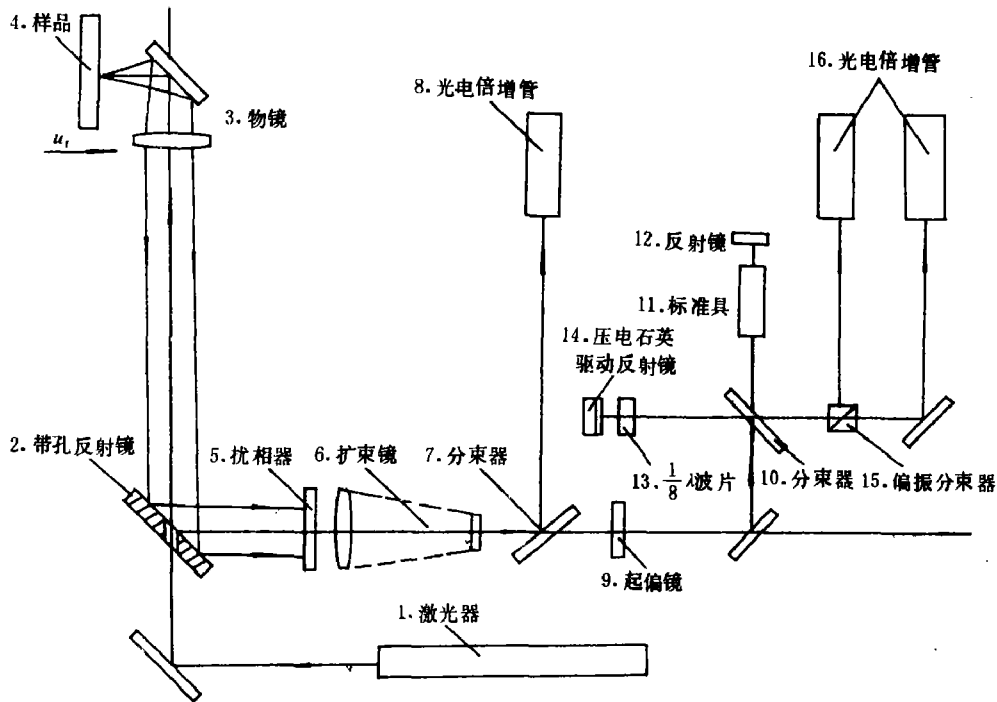


图1 任意反射面速度干涉仪

Fig. 1 VISAR

1. Laser; 2. Mirror with pinhole; 3. Lens; 4. Sample; 5. Scrambler;
6. Beam expander; 7. Beam splitter; 8. Photomultiplier; 9. Polarizer;
10. Beam splitter; 11. Etalon; 12. Mirror; 13. $1/8$ -Wave plate; 14. Mir-
driven by transducer; 15. Polarized splitter; 16. Photomultiplier

而可以计算样品速度。用两个光电倍增管分别记录 S 偏光和 P 偏光，是为了避免条纹强度余弦函数曲线的不灵敏区，提高测试精度，同时也有助于判别样品作加速还是减速运动。

2. 任意反射面速度干涉仪的测速原理

由图 1 可见，分束器 10，反射镜 12 和 14 组成干涉仪。在时刻 t ，由反射镜 14 反射，回到分束器 10 的光波可写成

$$E = E_{01} \cos[(\nu - \Delta\nu_t)t + \phi_1] \quad (1)$$

而此时，由反射镜 12 反射回的光波为

$$E_{(t-\tau)} = E_{02} \cos[(\nu - \Delta\nu_{(t-\tau)})t + \phi_2] \quad (2)$$

这两列光波在分束器合束后，产生拍，若 $E_{02} = E_{01} = E_0$ 则

$$\begin{aligned} E &= E_t + E_{(t-\tau)} \\ &= 2E_0 \cos\left[\frac{1}{2}(\Delta\nu_t - \Delta\nu_{(t-\tau)})t - \frac{1}{2}(\phi_1 - \phi_2)\right] \cos\left\{\left[\nu - \frac{1}{2}(\Delta\nu_t + \Delta\nu_{(t-\tau)})\right]t + \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2)\right\} \end{aligned} \quad (3)$$

这列光波可看成频率为 $\bar{\nu} = \nu - (\Delta\nu_1 + \Delta\nu_{1,1-\tau})/2$, 振幅为 $2E_0 \cos[(\Delta\nu_1 - \Delta\nu_{1,1-\tau})t/2 - (\phi_1 - \phi_2)/2]$ 的调幅光波, 幅度调制频率为 $\nu_m = (\Delta\nu_1 - \Delta\nu_{1,1-\tau})/2$, 即

$$E = E_m \cos\left[\bar{\nu}t + \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2)\right]$$

其中 $E_m = 2E_0 \cos[\nu_m t - (\phi_1 - \phi_2)/2]$

因为光电倍增管对光频率不响应, 探测到的信号强度为

$$\begin{aligned} I &= E_m^2 = 4E_0^2 \cos^2\left[\nu_m t - \frac{1}{2}(\phi_1 - \phi_2)\right] \\ &= \frac{1}{2}I_0 \left\{ 1 + \cos[2\nu_m t - (\phi_1 - \phi_2)] \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式表明, 信号强度以拍频频率 $2\nu_m = \Delta\nu_1 - \Delta\nu_{1,1-\tau}$ 而变化。

在测试前, 调节压电石英反射镜, 使干涉仪两路的相位差 $\phi_1 - \phi_2 = 0$, 由于此时速度为零, 因此拍频频率 $2\nu_m$ 也为零。这样在 S 偏振光的光电倍增管上测到的信号强度为 I_0 , 而在 P 偏光的光电倍增管上探测到的信号强度为 $I_0/2$, 这是因为 P 偏光相对 S 偏光有 90° 相移。在样品运动时, S 偏光和 P 偏光探测到的强度分别为

$$I_s = \frac{1}{2}I_0 [1 + \cos 2\nu_m t] \quad (5)$$

$$I_p = \frac{1}{2}I_0 [1 + \cos(2\nu_m t - 90^\circ)] \quad (6)$$

样品运动产生的反射光的多普勒频移为

$$\Delta\nu = 2\frac{u}{c}\nu \quad (7)$$

式中 u 为样品运动速度, c 为光速, ν 为激光频率。延迟时间为 τ 的两列光波的拍频频率为

$$\Delta\nu_b = 2\nu_m = 2\frac{u_1}{c}\nu - 2\frac{u_{1,1-\tau}}{c}\nu = 2\frac{\nu}{c}\Delta u_t \quad (8)$$

通过光电倍增管输出信号的记录, 测得拍频频率 $\Delta\nu_b$, 也就是测得延迟时间 τ 内的拍数 ΔB_τ , 因而就能得到时间 τ 内的速度增量

$$\Delta u_t = \frac{\lambda}{2}\Delta\nu_b = \frac{\lambda}{2\tau}\Delta B_\tau$$

设样品初速为零, 经过时间 t 以后, 所得速度为

$$u_t = \sum_{n=0}^{n=t/\tau} \Delta u_\tau = \frac{\lambda}{2\tau} \sum_{n=0}^{n=t/\tau} \Delta B_\tau = \frac{\lambda}{2\tau} B_t \quad (9)$$

式中 B_t 是经时间 $t = n\tau$ 后, 得到的总拍数。 $\lambda/2\tau$ 为速度灵敏度, 也称为条纹常数。标准具延迟时间长, 速度灵敏度高。(9) 式就是任意反射面速度干涉仪测速方程。这一方程, 在实际使用时, 要作一些修正, 这在下节中讨论。

3. 任意反射面速度干涉仪的几个问题

(1) 准零程差问题

图 1 中由反射镜 12 和 14 组成的干涉仪, 同位移干涉仪的基本区别是反射镜 12 前有标准具 11, 使干涉仪两臂获得相对延迟时间 τ , $\tau = 2h(n-1/n)/c$, h 是标准具厚度, c 是光速, n 是标准具折射率。标准具的引入, 给干涉仪带来革命性的变革。首先, 它使即时信号和延迟时间 τ 前的信号差拍,

降低了条纹速率,使之能测量样品表面的高速运动。其次,标准具满足所谓准零程差要求,使测漫射面速度成为可能。

从拍频观点看来,所谓准零程差问题不应是干涉问题,因为拍频频率同漫反射面上各点的随机初始相位是无关的。从(4)式可见,初始相位并不影响对拍频频率 $2\nu_m$ 的检测。准零程差问题实际上是光强度问题。样品发生漫反射后,物镜6收集光,虽经准直,但仍有发散性。如果干涉仪延迟光程不是标准具,而是空气,光束口径就随延迟光程增长而加大。到分束器10合束时,两束光口径不一样大,不能完全重叠。不重叠部分,就不产生拍频现象,因而降低拍频信号对比度。标准具,实际上是一块平行平板,它不改变出射光的方向,并使象点到分束器的视在距离不变,因此分束器上光束口径不变。这样在分束器上合束后,两束光是完全重叠的,能充分产生拍频效应,信号对比度就高。能起到标准具作用的延迟光程有光纤和图2所示的透镜组。

如果样品表面在冲击波作用下,变成漫射面,而且各点反射光的初始相位角 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots$ 随时间而变化,变化的速率比拍频频率还高,那末用标准具延迟照样不能检测到拍频频率。

(2) 条纹常数的校正

有时要用任意反射面速度干涉仪测两种不同材料的界面的运动速度,观察样品在冲击载荷下的相变特性,如图3所示。当冲击波越过界面,进入窗材料,窗材料在冲击波作用下,材料的密度发生变化,因而折射率产生变化。折射率变化引起材料中光速度变化,从而引起多普勒频移的变化。这种频移变化反应到拍频频率上,使干涉仪接收到的条纹数发生变化。假定冲击波没有作用在窗材料上,拍频数为 ν_b ,冲击波作用在窗材料上,拍频数为 ν_m 。因此拍频频率的相对差

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_b} = \frac{\nu_m - \nu_b}{\nu_b}$$

解出 ν_b 为

$$\nu_b = \frac{\nu_m}{1 + \Delta\nu/\nu_b}$$

$$\Delta B_t = \nu_b \tau = \frac{\nu_m \tau}{1 + \Delta\nu/\nu_b} = \frac{\Delta B_m}{1 + \Delta\nu/\nu_b} \quad (10)$$

这样干涉仪测速方程(9)就要改变成

$$u_t = \frac{\lambda}{2\tau} \frac{1}{1 + \Delta\nu/\nu_b} B_t \quad (11)$$

因为 $\Delta\nu/\nu_b$ 是跟界面速度 u_t 有关系的量。必须通过实验,测量大量数据,进行迭代处理,才能确定 u_t 和 $1 + \Delta\nu/\nu_b$ 。在确定几种窗材料的 $1 + \Delta\nu/\nu_b$ 以后,再用这些窗材料去测量其他材料的界面运动速度 u_t 。L. M. Barker 和 R. E. Hollenbach 对窗材料受冲击波作用后的条纹速度关系作了分

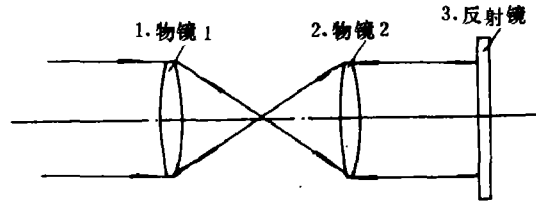


图 2 透镜延迟光路

Fig. 2 Lens delayed system

1. Lens1; 2. Lens2; 3. Mirror

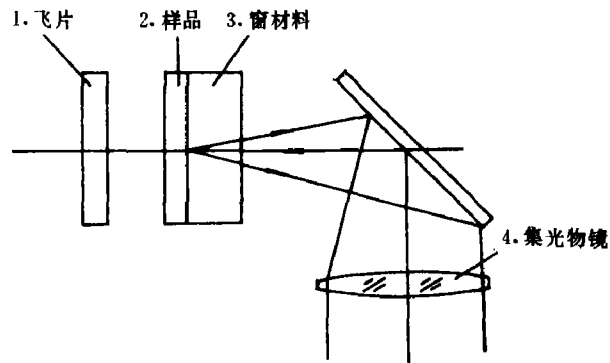


图 3 界面速度测量

Fig. 3 Interface velocity measurement

1. Flying plate; 2. Sample; 3. Window material; 4. Converging lens

析^[3]。

考虑标准具的色散, 无多普勒频移的光波和有多普勒频移的光波, 通过标准具的时间是不一样的。用石英做标准具, 一般是正常色散, 光波频率高, 折射率增大。反射镜迎着光波运动, 多普勒效应使光波频率增高, 因此折射率增大, 标准具延迟时间增长。对有多普勒频移的光波延迟时间为 $\tau' = (1 + \delta)\tau$ 。式中 τ 为对无多普勒频移光波的标准具延迟时间, δ 代表标准具色散引起时延增大的比例。对这一问题的分析, 可参见 L. M. Barker 的文章^[4]。对熔石英标准具, $0.5145 \mu\text{m}$ 激光, δ 值为 0.0339。对 $0.6328 \mu\text{m}$ 激光, δ 值为 0.0239。由于这一项修正, 就解释了任意反射面速度干涉仪测速数据比别的方法高 3% 的原因。这样, 方程 (11) 成为。

$$u_t = \frac{\lambda}{2\tau} \frac{B_t}{(1 + \delta)(1 + \Delta v/v_b)} \quad (12)$$

这就是任意反射面速度干涉仪的测速方程。在不用窗材料的试验中, 方程 (12) 就可以不考虑 $(1 + \Delta v/v_b)$ 。在用透镜组延迟的干涉仪中, $(1 + \delta)$ 也可以不考虑。因此任意反射面速度干涉仪的基本的测速方程是 (9)。考虑使用情况, 对条纹灵敏度作校正, 采用方程 (11) 或 (12)。

(3) 1/8波片的功能

方程 (9) 中拍数 B_t 的计数, 必须考虑加速还是减速。加速引起的速度增量和减速引起的速度增量必须分开计算。在余弦曲线的线性部分, 由加速变成匀速或减速, 反之亦然, 根据曲线形状是很好分辨的。但是速度变化点落在余弦曲线的峰值或附近, 分辨起来就很困难了。另外余弦曲线峰值部分, 光强度对拍数变化很不敏感, 通过光强度检测来确定拍频数, 带来较大误差。为解决这两个问题, 在干涉仪的一臂上, 插入 $\lambda/8$ 波片。由于镜子反射, 使激光束两次通过波片, 从而使 S 偏光和 P 偏光之间产生 90° 相移。这 90° 相移刚好使 S 偏光和 P 偏光的强度信号有 90° 相位差, 见 (5) 和 (6) 式。 S 偏光的信号处在余弦曲线不敏感区时, P 偏光信号刚好处在余弦曲线的线性区。这样通过两条拍频曲线的测量和数据处理, 就可克服加速、减速的判别困难和避免了余弦曲线的不灵敏区。

4. 扰相器的功能^[5]

在用窗材料的冲击波试验中, 还可能发生激光偏振面的旋转。其原因是窗材料在冲击波作用下, 产生应力双折射, 出现各向异性现象。随冲击波的传播和发展, 材料各向异性变化。因此通过窗材料的激光束, 成为椭圆偏振光, 而且偏振的优势方向是随机变化的。通过起偏镜 9 进入干涉仪的激光, 强度就发生变化, 使光电倍增管输出信号强度产生振荡。为解决这个问题, 在光束口径较大的部分, 即扩束镜前加入扰相器。扰相器是一块楔形延迟板, 如图 4 所示。激光束通过延迟板,

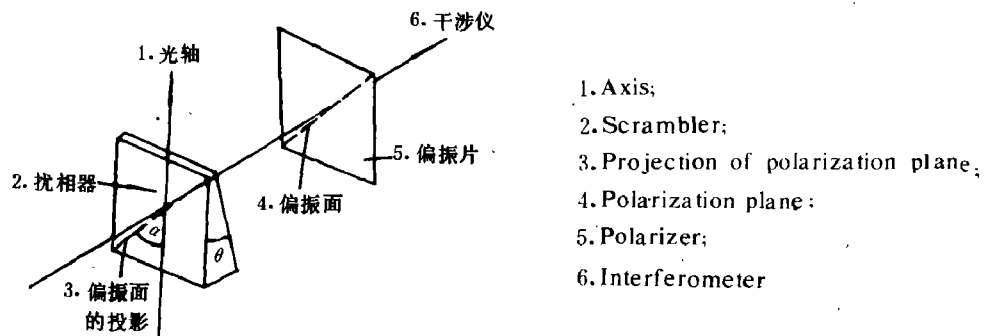


图 4 扰相器

Fig. 4 Scrambler

S 偏光和 P 偏光产生一个相位差。由于延迟板是楔形的,其上面部分延迟相位差小,随着楔块厚度增大,延迟相位差慢慢增大。这样就使 S 偏光的相位和 P 偏光的相位分别扰乱了,合成的光就成为圆偏光,从而使通过起偏镜9进入干涉仪的平面偏光强度稳定。要使扰相器发生作用,扰相器光轴相对于起偏镜偏轴面的定向是重要的,即图4所示的 α 角为 45° 。扰相器带来的缺点是降低光强度。

5. 任意反射面速度干涉仪的测速范围

在条纹常数 $\lambda/2\tau$ 决定之后,最大可测速度由可记录的最大拍数来决定,最小可测速度由对一个拍的几分之一判读来决定。例如 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$, $\tau=10\times 10^{-9}\text{s}$,可记录的最大拍数为10,可判读的最小拍数为 $1/10$,则速度测量范围为 $316.4\sim 3.164\text{m/s}$ 。如果标准具延迟时间 τ 为 ns ,速度测量范围为 $3164\sim 31.64\text{m/s}$ 。由此可知,标准具延迟时间由速度测量范围决定。标准具延迟时间短,可测高速;标准具延迟时间长,可测较低速度。但最小可测速度还受到信号信噪比的限制和激光谱线宽度限制。

示波器记录的波形不光滑,毛刺很多,或扫描线很粗,使判读 $1/10$ 拍不可能,也就限制了速度测量下限。如果波形光滑,扫描线很细,可判读 $1/100$ 拍,速度测量下限就扩大一个量级。为保证测得 $1/100$ 拍,信噪比 $s/N > 1000$ 。对于光电倍增管探测器,主要的噪声源是光电子发射噪声,噪声均方值 $i_N^2 = 2i_s e \Delta\nu$ 。式中, i_s 是光电倍增管阴极光电流, e 为电子电荷, $\Delta\nu$ 为记录系统带宽。对 $\tau=2\times 10^{-9}\text{s}$,记录系统带宽取 $\Delta\nu=5\times 10^8\text{Hz}$ 。光电倍增管输出信号的信噪比可写成

$$s/N = \frac{i_s^2}{i_N^2} = i_s / 2e\Delta\nu$$

为满足 $s/N > 1000$ 要求,光电倍增管的阴极光电流为

$$i_s = \frac{s}{N} 2e\Delta\nu = 1000 \times 2 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 5 \times 10^8 = 1.6 \times 10^{-7} \quad (\text{A})$$

对 $0.6328\mu\text{m}$ 激光,选 $S-20$ 阴极的光电倍增管,阴极灵敏度约 $s_e = 0.02\text{A/W}$,因此光电倍增管接收光功率为

$$P = i_s / s_e = 8 \times 10^{-6} \quad (\text{W})$$

考虑被测样品表面漫反射光能损耗,及干涉仪光路上各种光学元件的光能损耗,估计总损耗系数为 10^{-4} ,则激光器功率必须在 100mW 量级。

如果我们用一个标准具达到测速范围 $u_{\text{max}}/u_{\text{min}} = 1000$,则必须判读 $1/100$ 拍,激光必须有几瓦输出功率。

任意反射面速度干涉仪,不管标准具延迟时间选得多长,最终可探测的最低速度 u_{min} 受激光器谱线宽度决定。若激光器谱线宽 $\Delta\nu = 10^6\text{Hz}$,则最低可探测速度由 $\Delta\nu_L/\nu = 2u_{\text{min}}/c$ 式决定。对 $0.6328\mu\text{m}$ 激光, $\nu = 4.74 \times 10^{14}\text{Hz}$, $u_{\text{min}} = 0.32\text{m/s}$ 。因此如果使用一个多纵模激光器作光源,以使 $\Delta\nu_L/\nu = 10^{-6}$,则最低只能测 150m/s 运动速度。

三、法布里-珀罗干涉仪测速

1. 法布里-珀罗干涉仪测速系统组成和测速原理

图5是法布里-珀罗测速系统^[6]。它主要由激光器,法布里-珀罗干涉仪,和作为记录系统的变象管扫描相机所组成。

激光器1发射激光,通过电光开关2控制,在需要作记录前把激光束照射在被测样品5的表面上。补偿光学系统4的作用是,即使样品有一定小角度倾斜,也能保证反射光照射在干涉仪7的孔

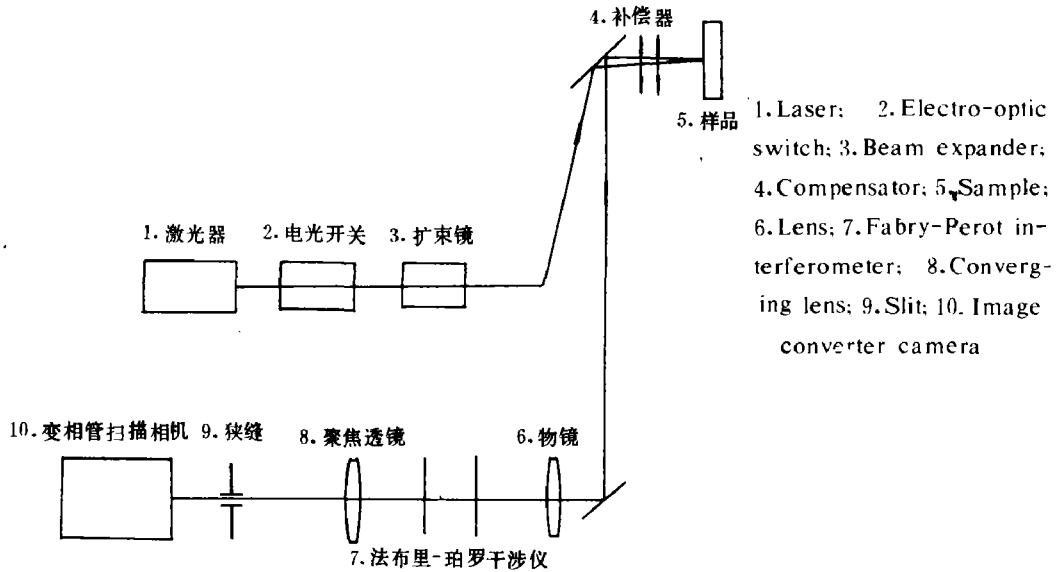


图5 法布里-珀罗干涉仪测速系统

Fig. 5 Fabry-Perot interferometer system for measuring velocity

径内。激光束经过法布里-珀罗干涉仪, 入射角相同的光线由于在干涉仪内多次反射发生干涉。用透镜8将干涉光聚焦在焦平面上, 形成圆形同心干涉环。用狭缝9切出一组条纹点, 如图6所示。

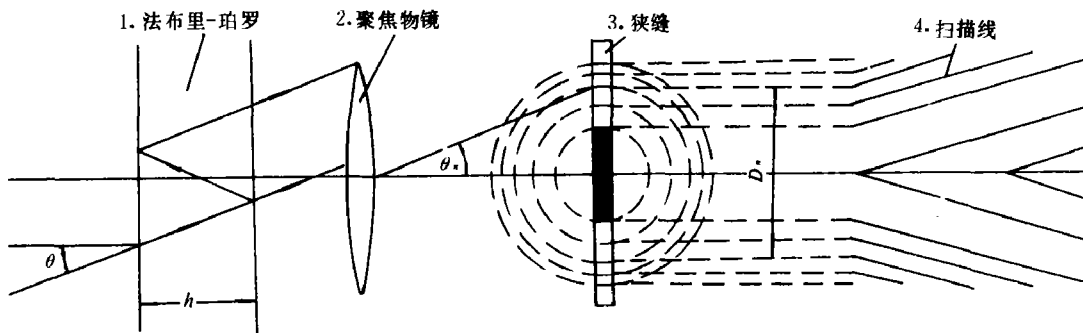


图6 法布里-珀罗干涉仪干涉条纹

Fig. 6 Interferogram of Fabry-Perot interferometer

1. Fabry-Perot; 2. Converging lens; 3. Slit; 4. Scanning line

样品运动, 干涉环向外扩张, 用变像管扫描相机10记录干涉环向外扩张的过程。通过某一干涉环位置变化的测量, 可计算出样品运动速度。

图6可见, 以 θ 角入射法布里-珀罗干涉仪的相邻两条光线的光程差为 $2h \cos \theta_n$, 因此所产生的干涉条纹的方程为

$$(m - n)\lambda = 2h \cos \theta_n \quad (13)$$

式中 m 为中心($\theta_n = 0$)干涉斑的干涉级。 n 为干涉图中同心干涉环数。离中心干涉斑一个条纹, 干涉级就下降一级。由于样品运动, 多普勒效应使波长变成

$$\lambda_r = (1 - 2 \frac{u}{c}) \lambda \quad (14)$$

(14) 式代入 (13)

$$(m-n) \left(1 - 2 \frac{u_t}{c}\right) \lambda = 2 h \cos \theta_n \quad (15)$$

由 (14) 式可见, 样品运动速度增加, 激光波长变短。维持干涉级 $(m-n)$ 不变的条纹 (波长缩短, m 增加, 干涉环数 n 也同样增加) 向外扩张, 也即 θ_n 角增大。因此 (15) 式速度 u_t 对 θ_n 微分, 得

$$(m-n) \left(-2 \frac{du_t}{c}\right) \lambda = -2 h \sin \theta_n d\theta_n \quad (16)$$

将 (13) 式代入 (16) 式, 得

$$2 \frac{du_t}{c} = \tan \theta_n d\theta_n \quad (17)$$

如图 6 所示

$$\tan \theta_n = \frac{D_n}{2f} \quad (18)$$

对 (18) 式微分得

$$d\theta_n = \frac{dD_n}{2f} \cos^2 \theta_n \quad (19)$$

将 (18) 和 (19) 式代入 (17) 式, 得

$$du_t = \frac{c D_n dD_n}{8 f^2} \cos^2 \theta_n = \frac{c}{16} \frac{dD_n^2}{f^2} \cos^2 \theta_n \quad (20)$$

设样品初始速度为零, (20) 式积分

$$u_t = \int_0^{u_t} du_t = \frac{c}{16} \frac{\cos^2 \theta_n}{f^2} \int_{D_n^2}^{D_t^2} dD_n^2 = \frac{c \cos^2 \theta_n}{16 f^2} (D_t^2 - D_n^2) \quad (21)$$

(21) 式中的 f 用静态干涉环直径表示。(13) 式的干涉条纹数 n 对 θ_n 微分, 得

$$\lambda dn = 2h \sin \theta_n d\theta_n \quad (22)$$

将 (13) 式代入 (22) 式得

$$\frac{dn}{m-n} = \tan \theta_n d\theta_n \quad (23)$$

(18) 和 (19) 式代入 (23) 式得

$$\frac{dn}{m-n} = \frac{dD_n^2}{8 f^2} \cos^2 \theta_n$$

令干涉级增加 1 级, $(m-n)$ 由 (13) 式代入得

$$f^2 = \frac{h}{4\lambda} (D_{n+1}^2 - D_n^2) \cos^3 \theta_n \quad (24)$$

(24) 式代入 (21) 式, 得

$$\begin{aligned} u_t &= \frac{c\lambda}{4h} \cdot \frac{D_t^2 - D_n^2}{D_{n+1}^2 - D_n^2} \cdot \frac{1}{\cos \theta_n} \\ &\approx \frac{c\lambda}{4h} \frac{D_t^2 - D_n^2}{D_{n+1}^2 - D_n^2} \end{aligned} \quad (25)$$

因为 θ_n 一般在几度以内, 取 $\cos \theta_n \approx 1$, 误差不超过千分之几。

由 (24) 式可见

$$D_{n+1}^2 - D_n^2 = \frac{4\lambda}{h \cos^3 \theta_n} f^2 \approx \frac{4\lambda f^2}{h}$$

近似为一个常数, 也就是每个干涉环的面积是相等的。因此 $(D_i^2 - D_n^2)/(D_{n+1}^2 - D_n^2)$ 值可看成由样品运动引起的干涉条纹移动数 Δn_i 。(25) 式可写成

$$u_i = \frac{c\lambda}{4h} \Delta n_i \quad (26)$$

其中

$$\Delta n_i = \frac{D_i^2 - D_n^2}{D_{n+1}^2 - D_n^2} \quad (27)$$

(26) 式是法布里-珀罗干涉仪测速方程。其中 $c\lambda/4h$ 可看成条纹常数。

用光纤传输代替分离元件的发射和接收光学系统, 避免了室外雨、雪、雾、风等气候条件的影响, 调整也较为方便, 为远距离, 难以接近地点的测量带来方便。

2. 法布里-珀罗干涉仪测速范围

由 (26) 式可见, 在条纹常数决定后, 可测的最低速度由对一条纹几分之一的读数决定。而能读几分之一, 最终由法布里-珀罗干涉仪的分辨本领决定。法布里-珀罗干涉仪的分辨本领定义为

$$R_p = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m\mathcal{F} \quad (28)$$

$\delta\lambda$ 是干涉仪最小可分辨的波长宽度; m 为干涉级, 可近似为 $m = 2h/\lambda$ (对空气介质), \mathcal{F} 为法布里-珀罗干涉仪的锐度, $\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$, 式中 R 是干涉仪反射镜的反射率。 \mathcal{F} 值大, 干涉条纹细而亮。

由多普勒效应引起的波长变化为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2u_i}{c} \quad (29)$$

当速度低, 引起的波长变化小。因此, 法布里-珀罗干涉仪最小可分辨的波长宽度 $\delta\lambda$ 限制对低速的测量。由 (28) 和 (29) 式, 可求得最低可测速度

$$u_{min} = \frac{1}{2} \frac{c}{R_p} = \frac{1}{2} \frac{c}{m\mathcal{F}} = \frac{c\lambda}{4h} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (30)$$

对于 $\lambda = 0.5145 \mu\text{m}$, $h = 10 \text{ cm}$, $R = 0.9$, 最低可测速度为 12.9 m/s 。为了测低速, 激光谱线宽度 $\Delta\lambda_L < \lambda/m\mathcal{F}$ 。

法布里-珀罗干涉仪可测的最大速度由干涉图上可读出的最大干涉环数 Δn_{max} 决定, 例如能读出 5 个干涉环变化, 代入 (26) 式, 可计算出的可测最大速度为 1930 m/s 。

法布里-珀罗干涉仪可测的速度范围由干涉仪锐度和最大可记录的 Δn_{max} 决定

$$\frac{u_{max}}{u_{min}} = \Delta n_{max} \frac{\pi R}{1-R} \quad (31)$$

如测高速, 标准具厚度 h 选薄一些; 而测低速, 则要厚一些。

在法布里-珀罗测速系统的实际使用中, 速度测量范围往往由扫描相机的空间分辨力 ρ , 阴极象面高度 H 和输出荧光屏宽度 w 决定。为了记录较多的干涉环变化, 采用转镜扫描相机是有好处的。但是图象记录必须配备象增强器。W. L. Seitz 等对变象管和转镜记录作了比较^[7], 指出在总记录时间为几微秒条件下, 配备象增强器的转镜相机获得的时间分辨力比 C1155 和 IMACON-790 好。也可以说, 在分辨力相同的场合, 转镜的总记录时间长。

3. 法布里-珀罗干涉仪测速的响应时间

法布里-珀罗干涉仪是多光束干涉仪, 先进入干涉仪的光经过多次反射与后进入的光发生叠加。由于干涉仪反射镜的反射率很高。每次进入的光仅是一小部分。要使干涉仪的光强与注入光强一样大, 就需要一个注入时间。在这个时间内, 变化波长的光注入和未变化波长的光同时存在, 发生叠加, 对光波长的变化就不好分辨。从光波振幅来分析, 注入光波振幅为 E_0 , 法布里-珀罗干涉仪的振幅透射率为 η , 振幅反射率为 r' 和 r , 即强度反射率 $R = r' r, \eta = \sqrt{1-R}$ 。注入光波经 n 次反射以后, 相加合成的光波振幅为 E_n 。定义 $E_n/E_0 = 0.95$ (即强度比 $I_n/I_0 = 0.9$) 为注满, 那么注满时间, 也即响应时间为

$$t_R = \frac{2h}{c} n \quad (32)$$

n 可由下式求得 (相位因子刚好满足整数)

$$E_0 \eta [1 + r' r + (r' r)^2 + (r' r)^3 + (r' r)^4 + \dots + (r' r)^{n-1}] = E_n$$

$$E_0 \eta \frac{[1 - (r' r)^n]}{1 - r' r} = E_n$$

经简单运算后得

$$n = \frac{\ln \{ 1 - [(1-R) \frac{I_n}{I_0}]^{1/2} \}}{\ln R} = \frac{\ln \{ 1 - [0.9(1-R)]^{1/2} \}}{\ln R} \quad (33)$$

(33) 式代入 (32) 式, 得注满时间

$$t_R = \frac{2h}{c} \frac{\ln \{ 1 - [0.9(1-R)]^{1/2} \}}{\ln R} \quad (34)$$

同前面一样, 设 $h = 10 \text{ cm}$, $R = 0.9$ 则注满时间 $t_R = 2.26 \text{ ns}$ 。

四、激光干涉测速技术的应用

1. 任意反射面速度干涉仪的应用

(1) 广泛用来研究材料冲击压缩时应力波的传播。如 L. M. Barker^[8] 用工业纯铁做的试验, 该试验研究了在 13 GPa 附近发生铁的 $\alpha-\epsilon$ 多晶相变。对自由面速度的精细测量, 确定了相变、卸载逆转变应力动力学过程及获得了有关铁在强冲击压缩下的屈服应力等新信息。李泽仁^[9] 用 JSG-1 激光速度干涉仪测量了钨、铁冲击加载下的自由面速度。

(2) 用来研究炸药。R. E. Setchell^[10] 研究了粒状炸药冲击引爆过程, 研究炸药在冲击压缩下如何由压缩波转变成爆轰波。D. A. Benson^[11] 研究了 HMX 炸药的热起爆。

(3) 用来研究激光感应冲击波。S. A. Sheffield^[12] 用变象管扫描相机记录的速度干涉仪测量强激光辐照铝箔的速度。H. H. Chau^[13] 用任意反射面速度干涉仪测量电爆箔加速的薄飞片。J. R. Asay^[14] 用来研究冲击作用下表面的物质喷射。

(4) 用来测量长枪管内加速弹丸的速度变化^[1]。也曾用速度干涉仪测量了膛内炮弹运动的速度历程。

2. 法布里-珀罗干涉仪的应用

广泛用于冲击波研究。M. Durand^[6] 用它研究了冲击加载下 25 CD₃ 钢的 $\alpha-\epsilon$ 相变。在文献[15] 中, 用它研究材料的冲击加载和卸载。C. C. Tien^[16] 用它测量了在炸药冲击作用下, 黄铜的自由面速度。D. R. Goosman^[17] 说, 法布里-珀罗激光速度仪在利弗莫尔实验室用于流体动力学、状态

方程、表面质量喷射等研究, 是 $\phi 19$ mm气炮实验室的主要诊断设备。

自1965年 Barker 应用激光干涉测速以来, 这项技术已得到巨大发展, 成为冲击波研究中精度高, 适用性广的测量工具。我国的科技工作者在发展这项技术中作了自己的贡献。今后应继续发展这项技术, 在冲击波物理的实验研究中推广应用。

参 考 文 献

- [1] Braker, L. M., Hollenbach, R. E., *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 4669.
- [2] 胡绍楼, 爆炸与冲击, **7** (3) (1987), 257.
- [3] Barker, L. M., Hollenbach, R. E., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 4208.
- [4] Barker, L. M., Schuler, K. W., *J. Appl. Phys.*, **45** (1974), 3692.
- [5] Barker, L. M., *J. Appl. Phys.*, **45** (1974), 2540.
- [6] Durand, M., *Rev. Sci. Instrum.*, **48** (1977), 275.
- [7] Seitz, W. L., *SPIE*, **427** (1983), 186.
- [8] Barker, L. M., *J. Appl. Phys.*, **45** (1974), 4872.
- [9] 李泽仁, 爆炸与冲击, **7** (3) (1987), 271.
- [10] Setchell, R. E., *SPIE*, **427** (1983), 149.
- [11] Benson, D. A., *SPIE*, **427** (1983), 155.
- [12] Sheffield, S. A., *SPIE*, **427** (1983), 193.
- [13] Chau, H. H., *Rev. Sci. Instrum.*, **51** (1980), 1676.
- [14] Asay, J. R., *Applied Physics Letters*, **29** (1976), 284.
- [15] Bernier, H., *SPIE*, **427** (1983), 218.
- [16] Tien, C. C., *Proceedings of the 13th international Congress on high Speed Photography and Photonics*, (1978), 717.
- [17] Goosman, D. R., *SPIE*, **427** (1983), 127.

LASER INTERFEROMETER TECHNIQUE FOR MEASURING VELOCITY

Yang Chenglong

(Southwest Institute of Fluid Physics)