

全息干涉度量学

〔美〕 C.M.维斯特 著

樊雄文 王玉洪 译

金国藩 校



机械工业出版社

本书叙述了全息干涉度量术在工程中的应用，重点介绍透明物体与不透明物体的应力、应变、位移、振动的测量，详细讨论了干涉条纹的形成、定域及其解释。书中还给出了测试时所用光学系统、光源、记录介质的实际参考数据。

本书可供从事全息研究和光学测量技术的工作者阅读，有关院校师生亦可参考。

Holographic Interferometry

C. M. Vest

John Wiley & Sons, New York 1979

* * *

全息干涉度量学

〔美〕 C. M. 维斯特 著

樊雄文 王玉洪 译

金国藩 校

*

机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第 117 号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{32}$ · 印张 16 · 字数 352 千字

1984年7月北京第一版·1984年7月北京第一次印刷

印数 0,001-3050 · 定价 2.00 元

*

统一书号: 15033 · 5629

目 录

译者的话

序言

第一章 相干光学、全息学和全息干涉度量学 1

1.1 引言 1

1.2 光、干涉、相干 1

1.3 衍射和空间滤波 17

1.4 激光散斑 32

1.5 全息学 40

1.6 全息干涉度量术 62

参考文献 71

第二章 不透明物体：位移和形变的测量 74

2.1 引言 74

2.2 条纹解释的方程式 75

2.3 测量精度 85

2.4 全息图解法 99

2.5 条纹读数的另一些方法 108

参考文献 115

第三章 不透明物体：条纹的形成和定域 118

3.1 引言 118

3.2 条纹定域的分析 119

3.3 用准直光照明得到的条纹定域 122

3.4 用球面光照明的条纹定域 135

3.5 条纹形成和定域的实例 137

3.6 条纹形成和定域的其它方法 157

参考文献 159

VII

第四章 不透明物体: 应变、应力、弯矩和

振动的测量及应用161

4.1 引言161

4.2 应变、应力和弯矩的测量161

4.3 机械振动的测量198

4.3.1 正弦振动199

4.3.2 可分离运动204

4.3.3 多模式及不可分离的运动210

4.3.4 实时和频闪干涉度量术220

4.3.5 时间调制全息术233

4.4 应用242

4.4.1 无损检验242

4.4.2 医学和牙科研究258

4.4.3 固体力学261

参考文献273

第五章 透明物体: 条纹的形成和定域282

5.1 引言282

5.2 相位物体和透明介质中的折射283

5.3 相位物体全息术和干涉度量术292

5.4 漫射照明干涉度量术中的条纹定域312

5.5 非线性全息干涉度量术324

参考文献339

第六章 透明物体: 条纹解释、特殊技术和应用342

6.1 引言342

6.2 条纹解释342

6.2.1 反转技术346

6.2.2 由折射产生的误差364

6.3 特殊技术: 多光束、多波长和多通道干涉度量术369

6.4 应用379

6.4.1 空气动力学和流体目视观测	380
6.4.2 等离子体诊断	390
6.4.3 热传导和物质传递	401
6.4.4 应力分析	413
参考文献	417
第七章 有关的测量技术	427
7.1 引言	427
7.2 全息轮廓生成	427
7.3 散斑摄影和散斑干涉度量	436
7.3.1 散斑摄影	436
7.3.2 散斑干涉度量术	455
7.4 投影条纹技术	471
7.5 与电视系统结合的技术	478
7.6 全息光弹	482
参考文献	497

第一章 相干光学、全息学 和全息干涉度量学

1.1 引言

本章介绍了各种为导出全息干涉度量学的理论、实施和应用所需要的概念和步骤。题材的选择使得本书中全息干涉度量学的论述能自成体系，并且能为缺乏相干光学知识或完全不具备这些知识的读者所接受。为了达到这个目标，尽可能采用叙述性的物理方法而避免详细地分析。特别是相干、衍射和全息术内容的讨论没有应用傅里叶变换。

在一般性地讨论了光相干和干涉术后，为了引出空间频率概念和术语以及空间滤波的基本思想，介绍了衍射方面的内容。讨论了激光散斑现象，并且叙述了定量分析散斑的方法。这对于理解散射物体的全息干涉度量学是有用的，对于第七章中讨论散斑摄影和干涉度量也是需要的。

本章扼要地讨论了全息术的理论和实施，重点放在实验考虑上，如照相乳剂的性质和参考光-物光比的选择等。最后，为了规定一些术语，以及为读者对第二到第六章的详细讨论作些准备，介绍了全息干涉度量术的一些基本概念。

1.2 光、干涉、相干

光线是电磁辐射的一种形式。它是由振幅、波长（或频率）、位相、偏振状态、传播速度和传播方向来表征的。当光线由不透明物体散射或反射时，或当它通过一透明介质时，

这些特性的任一个或全部都将发生改变。通过测量这些特征参数的变化，我们可以得到关于物体状态的信息，如它的尺寸、形状、温度、速度、密度或应力状态。全息干涉度量学是进行这类测量的一种重要方法。为了研究全息干涉度量学的理论和实施，某些关于光、干涉和相干的概念是需要的。本节对这些内容作些简要的介绍。

象光波这样的电磁波，可以用给出它的电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的时间和空间关系来加以描述。更加完全的描述需要逐一说明电场强度 $\mathbf{H}$ 、电位移 $\mathbf{D}$ 和磁感应强度 $\mathbf{B}$ 。这些量之间的关系用麦克斯韦方程描述。因为我们只对波的形式感兴趣而不注意它的物理过程，并且由于应用于全息干涉度量术的记录材料主要是对电场 $\mathbf{E}$ 起反应，所以我们只将注意力放在 $\mathbf{E}$ 上。

电磁波最简单的形式是线性偏振平面波。如果这个波在 y 方向偏振，并沿 z 方向传播，则 $\mathbf{E}$ 的三个分量为

$$\begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_y &= A \cos(\omega t - kz) \\ E_z &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

式中 A 是波振幅，它的圆频率 ω 和波数 k 为

$$\omega = 2\pi\nu \quad (1.2)$$

和

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.3)$$

式中 ν 为时间频率； λ 为波长。光波频率的量级为 10^{15}Hz ，可见光的波长范围为 $0.38 < \lambda < 0.76 \mu\text{m}$ 。光波以相速度 $v = \omega/k$ 传播。这个速度与光波的传播介质有关。在真空中有极大值，为 $3 \times 10^8 \text{m/s}$ ，用 c 表示。

由方程式 (1.1) 所描述的波称为平面波。因为在任何瞬时, 处于 z 等于常数并垂直于传播方向的同一平面内的所有点的电场强度 $\mathbf{E}$ 的值均相等。之所以称为线性偏振, 是由于在任何点, 电场强度 $\mathbf{E}$ 的指向总是沿着和 y 轴平行的同一条直线。更一般地讲, 我们用传播矢量 $\mathbf{k}$ 描述光波的传播方向, 其值为 $k = 2\pi/\lambda$, 并指向传播方向。在任何瞬时, 在垂直于 $\mathbf{k}$ 的任一平面上的所有点的相位均为定值的波叫平面波。如果 $\mathbf{r} = \hat{i}x + \hat{j}y + \hat{k}z$ 是空间中任一点的位置矢量, 如图 1.1 所示, 则线偏振平面波的方程式为

$$\begin{aligned} E_x' &= 0 \\ E_y' &= A \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \\ E_z' &= 0 \end{aligned} \quad (1.4)$$

相位为常数的表面称之为波阵面, 在本例中即 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ 等于常数的一些面。在光学中非常重要的另一种形式简单的波即为球面波。它是由点光源产生的。在这种情况下波阵面是一系列绕点光源其曲率半径 r 等于常数的同心球面。

为了进一步讨论偏振的概念, 我们研究空间某点 $\mathbf{E}$ 的时间关系, 例如位于图 1.1 中 $\mathbf{r}$ 上的点。如果 x' 和 y' 为与在 $\mathbf{r}$ 处的波阵面相切的平面中任意二相互垂直的轴线, 则

$$\begin{aligned} E_{x'} &= A_{x'} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \\ E_{y'} &= A_{y'} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi) \\ E_z' &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

式中 ϕ 表示 $\mathbf{E}$ 的 x' 、 y' 分量之间的相位差。由于 $E_{x'}$ 和 $E_{y'}$ 二者随时间而协调地变化, 故它们的合向量 $\mathbf{E}$ 的末端在 $x'-y'$ 平面内划出一封闭的曲线。方程式 (1.5) 即是该曲线的参量表示式。稍微进行一些代数演算得知, 一般这方程式描述一个椭圆, 如图 1.2 a 所示。这种光称之为椭圆偏振光。

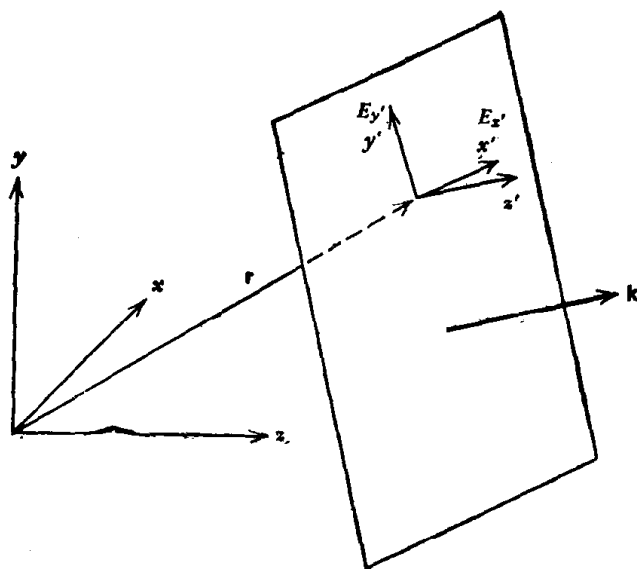


图1.1 平面光波沿传播向量 k 所规定的方向传播

当相位差 ϕ 和 $A_{x'}$ 和 $A_{y'}$ 具有特定值时，出现两种具有重要实际意义的情况。第一种情况为圆偏振光，这时 $A_{x'} = A_{y'}$ ， $\phi = (2N + 1)\pi/2$ 。式中 N 是任意正整数或零。第二种情况是线偏振光，这时 $\phi = \pm N\pi$ 。术语“平面偏振”和“线偏振”的意义是相同的。图 1.2 b 和 1.2 c 中分别示出了属于这类情况的向量 E 所描绘出的曲线。

在全息干涉度量术的大多数应用中是用激光器作光源的。激光器能发射出形式异常简单而参数相对于时间而言相当稳定的光波，因而可以以很高的精度测量。激光器发射出几乎是单色的窄光束，并且具有近于完善的平面波阵面。大多数激光器发射线偏振光。应用于全息干涉度量术的典型的 He-Ne 连续波激光器发出的光其波长为 $\lambda = 632.8\text{nm}$ ，它可以

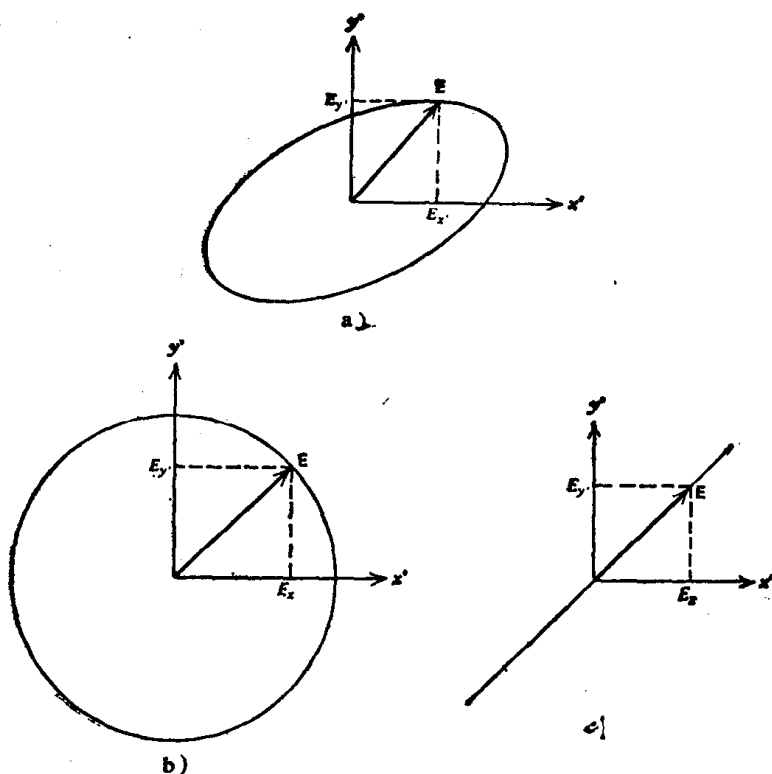


图1.2 由向量 E 端点的径迹所确定的偏振

a) 椭圆偏振 b) 圆偏振 c) 线偏振

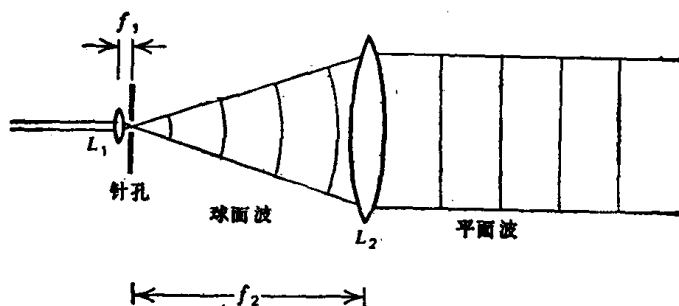


图1.3 细准直光波由焦距为 f_1 的透镜 L_1 扩展成球面波，之后由焦距为 f_2 的第二个透镜 L_2 形成平面波

稳定在大约 $5 \times 10^{-4} \text{ nm}$ 以内。光束直径大约为 2 mm ，发射角低于 0.7 毫弧度，线偏振度优于 10^{-3} 。在本书讨论的一些应用中使用的激光光源的一个最重要特性，就是它的高相干性。这将在本节的后面给予讨论。

应用于全息干涉度量术的球面和平面波可由激光的窄光束产生。如图 1.3 所示，光束首先通过一个象短焦距 f_1 显微物镜这样的小正透镜。当它过焦点之后光线发散，形成球面波。需要时这个波可以用第二个具有长焦距 f_2 的透镜准直。如此透镜放置在距球面波的原点 f_2 处，如图示，则形成平面波。一般，激光在垂直方向线性偏振，如果希望的话，可通过一四分之一波片（见 7.6 节）将它变成圆偏振光。

干涉现象是本书的中心。在本节的其余部分，将讨论干涉以及称为相干性的有关光的性质。如上所述，光的频率近似为 10^{15} Hz 。一些实际的探测器如摄影胶片，光电二极管或眼睛的视网膜是不能对如此快速的变化作出反应的，而只能对光强度即时间平均光通量有反应。我们用 I 表示光强度，应用电磁波理论，它可以表示为

$$I = \epsilon v \langle E^2 \rangle \quad (1.6)$$

式中 ϵ 是光在介质中传播时该介质的介电常数， v 为传播速度。关键的一点是强度 I 正比于 E^2 的时间平均值，因此方程式 (1.6) 中的比例常数 ϵv 在下面的讨论中将省去。在着手研究干涉现象时，假定同频率的两个不同的光波 E_1 和 E_2 互相叠加。因为 $E = E_1 + E_2$ ，强度将是

$$I = \langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle E_1 \cdot E_2 \rangle \quad (1.7)$$

为简单起见，假定两个波在同一方向线性偏振，故可得到简单的标量计算结果

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) \quad (1.8)$$

和

$$E_2 = A_2 \cos(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \phi) \quad (1.9)$$

式中 ϕ 为两个波之间的恒定相位差。综合式 (1.7) ~ (1.9)，并进行平均，得到

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1.10)$$

式中 $I_1 = A_1^2$ ， $I_2 = A_2^2$ ，且

$$\delta = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \phi \quad (1.11)$$

为二列波在任一位置的位相差。光强度从点 $\delta = 2N + 1$ 处的极小值 $I_{\min} = I_1 + I_2 - 2(I_1 I_2)^{1/2}$ 变化到点 $\delta = 2N\pi$ 处的极大值 $I_{\max} = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2}$ ， N 为一整数。在任一平面的光强度图样可以简单地用一张照相胶片对光线曝光加以记录，并可在一个漫射屏，例如一块毛玻璃上观察到。无论用哪种方法都将看到明暗相间的条纹图样。这种条纹图样能够使我们测量两个波之间相位差的空间分布。

一个特殊而重要的例子是由两个点光源 S_1 和 S_2 发出的球面波的干涉，如图 1.4 所示。假定 S_1 和 S_2 的辐射是同相位的，即 $\phi = 0$ ，则在空间任一点 P 的强度可由方程式 (1.10) 给出。其相位差为 $\delta = k(r_1 - r_2)$ 。令 $\delta = 2\pi N$ ，则可得形成最大强度面的点的轨迹

$$r_1 - r_2 = \frac{2\pi N}{k} = N\lambda \quad N = 0, 1, 2 \dots \quad (1.12)$$

上式为绕连接两点光源 S_1 、 S_2 的轴线旋转的一族双曲面方程。将探测器表面（例如一张胶片）放在干涉场中就可以看到干涉条纹，它是这些双曲面和胶片平面的交线。例如图 1.4 示出了与包含 $S_1 S_2$ 在内的平面相交的交线。在平面上形成的条纹多为直线、圆弧或双曲线。这完全取决于平面的位置和方向。

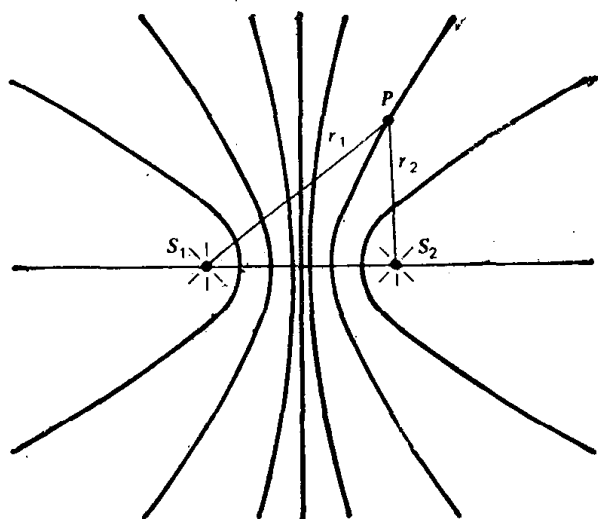


图1.4 由两点光源 S_1 和 S_2 发射的光波的干涉

两光波能够彼此干涉则称之为相干（这个术语在下面将给予更加确切的定义）。因为相干性的要求，大多数干涉实验是用同一实际光源的两个象来实现的。这些象是由一称之为干涉仪的仪器产生的。干涉仪的基本形式有波阵面分割干涉仪和振幅分割干涉仪两种。对于每种干涉仪我们将简要地讨论一个例子。

一种简单的波阵面分割干涉仪即为用于形成如图 1.5 所示的杨氏条纹的干涉仪。这是一个简单的不透明屏，上面有两个相距为 b 的小孔（或平行狭缝）。此屏由一个点光源照明。光源位于屏后，和屏的距离为 l_s ，并高于对称轴一个微小距离 y_s 。由两个孔（或狭缝）衍射的光形成的干涉图可以在距屏为某一距离 l_o 的屏幕上观察到。实际上 y_s 、 y 和 b 与 l_s 和 l_o 相比是很小的。故每个光波在 y 处的强度近似相

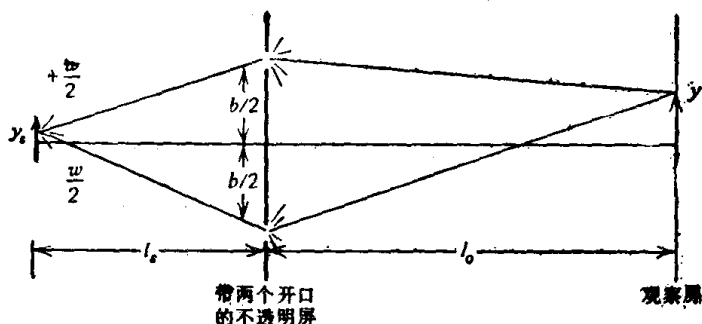


图1.5 产生杨氏条纹的干涉仪

等, $I_1 = I_2 = I_0$, 于是方程式 (1.10) 变为

$$I = 2 I_0 (1 + \cos \delta) \\ = 4 I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (1.13)$$

式中相位差 $\delta = (2\pi/\lambda)\Delta l$, Δl 是从光源 S 到达 y 处的观察点之间的光程差

$$\Delta l = \left\{ \left[l_s^2 + \left(\frac{b}{2} - y_s \right)^2 \right]^{1/2} + \left[l_o^2 + \left(\frac{b}{2} - y \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \\ - \left\{ \left[l_s^2 + \left(\frac{b}{2} + y_s \right)^2 \right]^{1/2} + \left[l_o^2 + \left(\frac{b}{2} + y \right)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

将上式整理后得

$$\Delta l = l_s \left\{ \left[1 + \frac{(b/2 - y_s)^2}{l_s^2} \right]^{1/2} - \left[1 + \frac{(b/2 + y_s)^2}{l_s^2} \right]^{1/2} \right\} \\ + l_o \left\{ \left[1 + \frac{(b/2 - y)^2}{l_o^2} \right]^{1/2} - \left[1 + \frac{(b/2 + y)^2}{l_o^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (1.14)$$

因为 y_s 、 y 和 b 比 l_o 和 l_s 小得多, 因此可以用关系式 $(1 \pm \epsilon^2)^{1/2} \approx 1 \pm \frac{1}{2}\epsilon^2$, 得到方程式 (1.14) 的近似式

$$\Delta l = - \left(\frac{by_s}{l_s} + \frac{by}{l_o} \right) \quad (1.15)$$

故强度正比例于

$$I = I_0 \cos^2 \left[\frac{\pi b}{\lambda} \left(\frac{y}{l_o} + \frac{y_s}{l_s} \right) \right] \quad (1.16)$$

方程式 (1.16) 表示一系列具有间隔为 $\lambda l_o/b$ 的平行条纹。

迈克尔逊干涉仪则是振幅分割型干涉仪,如图 1.6 所示。它由两个彼此垂直的平面反光镜和一个分光镜组成,分光镜等分两反光镜的夹角。分光镜是一块具有部分反射镀层的玻璃板。在这种情况下设它反射入射光的 50%,透过 50%。一平面波从左边入射并由分光镜分成两个平面波,如图 1.6 a 所示。这两个波经各自的路径传播,然后在干涉仪的输出端重新会合。仔细调整干涉仪,使两个波传播的光程相等。这样离开干涉仪的将为一均匀平面波,它与进入干涉仪的光波相同。

设使反光镜 M_2 稍稍倾斜,如图 1.6 b 略加夸张所示。如倾斜角为 ϵ ,由 M_2 反射的波面与由反射镜 M_1 反射的波面在它们离开干涉仪的时候成 2ϵ 角。由于角度 ϵ 很小,在干涉仪的输出平面上观察到或摄影得到的条纹间隔将是 $\lambda/2\epsilon$ 。

到此为止,在我们关于干涉和干涉仪的讨论中均假定用单色点光源照明。实际的光源决不是纯单色光,而是具有有限的空间宽度。对非纯单色光的影响以及有限光源宽度的研究使得对相干性的意义有了更深刻的理解。如图 1.7 a 所表明的,迈克尔逊干涉仪是用一个非常小的实光源得到的平面波照明,且当两光波传播的距离相等时,得到的条纹对比度特别好。由相消干涉所形成的暗条纹将完全是黑的。条纹对

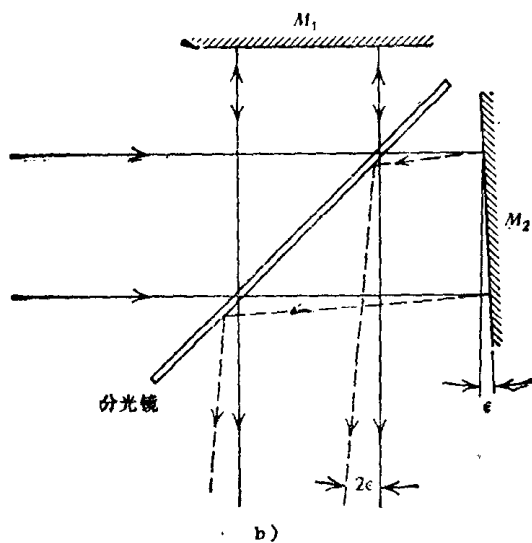
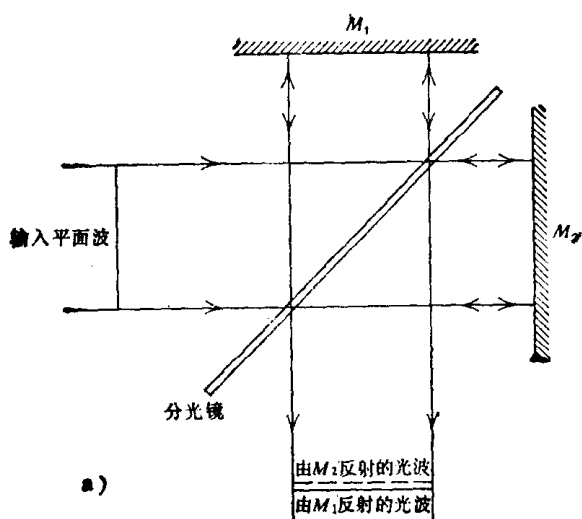


图1.6 迈克尔逊干涉仪

a) 反光镜互相垂直 b) 反光镜 M_2 倾斜一个角度

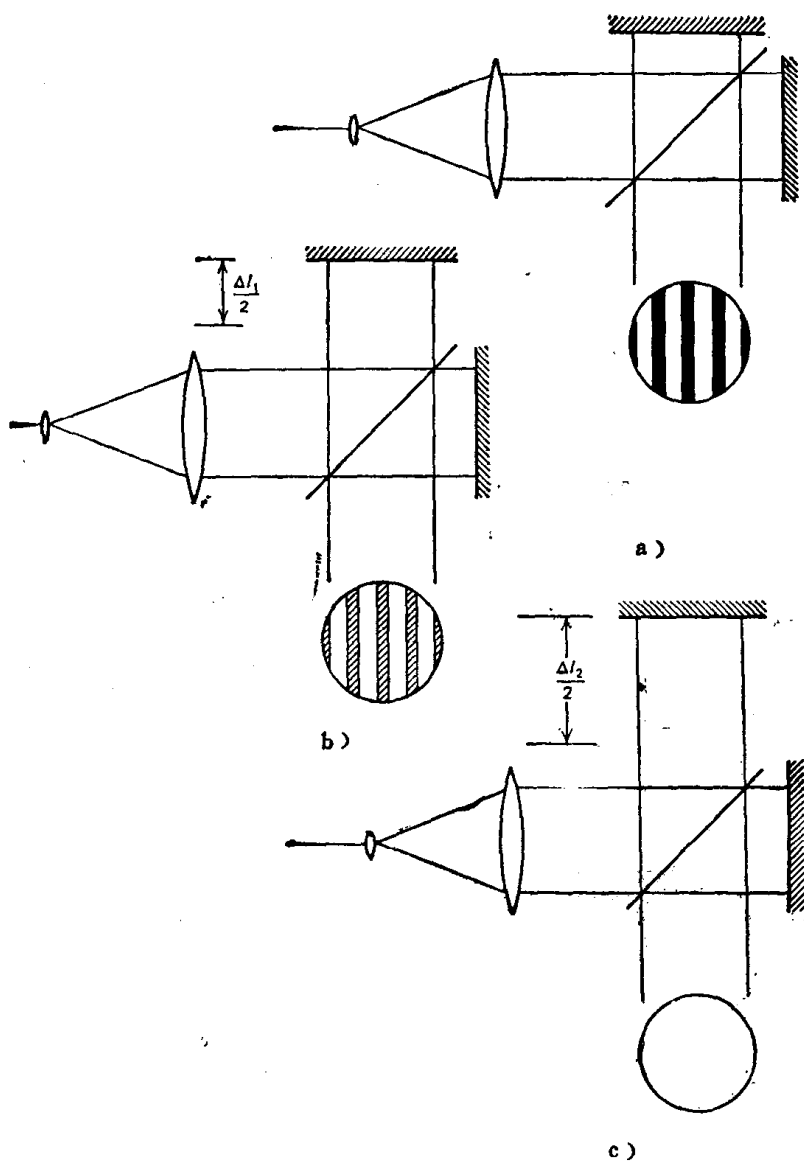


图1.7 用迈克尔逊干涉仪演示时间相干效应

a) 程长匹配 $v = 1$ b) 程长失配 Δl_1 , $v \approx 0.5$ c) 程长失配 Δl_2 , $v \approx 0$