



北京航空航天大学 实验报告

实验名称： 光的干涉实验 2（分振幅法）

一、实验目的

1. 熟悉迈克尔逊干涉仪的结构，掌握其调整方法；
2. 通过实验观察，认识点光源非定域干涉条纹的形成与特点；
3. 用干涉条纹变化的特点，测定光源波长；
4. 掌握对等厚干涉的基本规律和用分振幅法实现干涉的实验方法的认识；
5. 掌握测定透镜曲率半径的一种方法；
6. 正确使用读数显微镜，注意空程误差的消除；
7. 进一步加深对等厚干涉现象及原理的理解；
8. 学会利用劈尖干涉现象测量细丝直径（或薄片厚度）的方法；

二、实验原理

实验 1. 迈克尔逊干涉

(1) 迈克尔逊干涉仪的光路

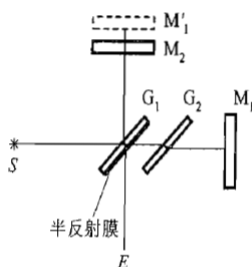


图 4.12.1 迈克尔逊干涉光路

迈克尔逊干涉仪的光路如图所示，从光源 S 发出的一束光射在分束板 G_1 上，将光束分为二部分，一部分从 G_1 的半反射膜处反射，射向平面镜 M_2 ，另一部分从 G_1 透射，射向平面镜 M_1 。因 G_1 和全反射平面镜 M_1 、 M_2 均成 45° 角，所以两束光均垂直射到 M_1 、 M_2 上。从 M_2 反射回来的光，透过半反射膜，从 M_1 反射回来的光，为半

反射膜反射，二者汇集成一束光，我们在 E 处即可观察到干涉条纹。光路中另一平行平板 G_2 与 G_1 平行，其材料与厚度和 G_1 完全相同，以补偿两束光的光程差，称为补偿板。

反射镜 M_1 是固定的，可以在精密导轨上前后移动，以改变两束光之间的光程差。 M_1, M_2 的背面各有三个螺钉用以调节平面镜的方位。 M_1 的下方还附有两个方向相互垂直的拉簧，松紧它们，能使 M_1 支架产生微小变形，以便精确调节 M_1 。

在上图的光路中， M'_1 是 M_1 被 G_1 半反射膜反射所形成的虚像。对观察者而言，两相干光束等价于从 M'_1 和 M_2 反射而来，迈克尔逊干涉仪所产生的干涉花样就如同 M_2 与 M'_1 之间的空气膜所产生的干涉花纹一样。如 M'_1 与 M_2 平行，可视作折射率相同、厚度相同的薄膜；如 M'_1 与 M_2 相交，可视作折射率相同、夹角恒定的楔形薄膜。

2. 单色点光源的非定域干涉条纹

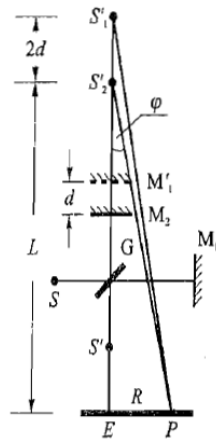


图 4.12.2 点光源非定域干涉

如上图所示， M_2 平行 M_1 且相距为 d 。点光源 S 发出的一束光，对 M_2 来说，正如 S 发出的光一样，即 $SG=SG$ ，而对于在 E 处观察的观察者来说，由于 M_2 的镜面反射， S 点光源如处于位置 S_2 处一样，即 $SM_2=M_2S_2$ ，又由于半反射膜 G 的作用， M_1 的位置如处于 M'_1 的位置一样。同样对 E 处的观察者，点光源 S 如处于 S_1 位置处。所以 E 处的观察者所观察到的干涉条纹，犹如虚光源 S_1 、 S_2 发出的球面波，它们在空间处处相干，把观察屏放在 E 空间不同位置处，都可以见到干涉花样，所以这一干涉是非定域干涉。如果把观察屏放在垂直于 S_1 、 S_2 连线的位置上，则可以看到一组同心圆，而圆心就是 S_1 、 S_2 的连线与屏的交点 E。设在 E 处 ($ES_2=L$) 的观察屏上，离中心 E 点远处有某一点 P，EP 的距离为 R ，则两束光的光程差为

$$\Delta L = \sqrt{(L+2d)^2 + R^2} - \sqrt{L^2 + R^2}$$

$L \gg d$ 时，展开上式并略去 $\frac{d^2}{L^2}$ ，则有

$$\Delta L = 2Ld/\sqrt{L^2 + R^2} = 2d \cos \varphi$$

式中， φ 是圆形干涉条纹的倾角。所以亮纹条件为：

$$2d \cos \varphi = k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$$

由上式可见点光源非定域圆形干涉条纹的特点是：

1. 当 d 、 λ 一定时， φ 角相同的所有光线的光程差相同，所以干涉情况也完全相同，对应于同一级次，形成以光轴为圆心的同心圆环。
2. 当 d 、 λ 一定时，如 $\varphi=0$ ，干涉圆环就在同心圆环中心处，其光程差 $\Delta\varphi = 2d$ 为最大值，根据明纹条件，其 k 也为最高级数。如 $\varphi \neq 0$ ， φ 角越大，则 $\cos \varphi$ 越小， k 值也越小，即对应的干涉圆环越往外，其级次 k 也越低。
3. 当 k 、 λ 一定时，如果 d 逐渐减小，则 $\cos \varphi$ 将增大，即 φ 角逐渐减小，也就是说，同一 k 级条纹，当 d 减小时，该级圆环半径减小，看到的现象是干涉圆环内缩（吞）；如果 d 逐渐增大，同理，看到的现象是干涉圆环外扩（吐）。对于中央条纹，当内缩或外扩 N 次，则光程差变化为 $2\Delta d = N\lambda$ ，式中 Δd 为 d 的变化量，所以有

$$\lambda = \frac{2\Delta d}{N}$$

4. 设 $\varphi = 0$ 时最高级次为 k_0 ，则 $k_0 = \frac{2d}{\lambda}$ 。同时在能观察到干涉条纹的视场内，最外层的干涉圆环所对应的相干光的入射角为 φ' ，则最低的级次为 k' ，且

$$k' = \frac{2d}{\lambda} \cos \varphi'$$

所以在视场内看到的干涉条纹总数为

$$\Delta k = k_0 - k' = \frac{2d}{\lambda} (1 - \cos \varphi')$$

5. 当 d 增加时，由于 φ' 一定，所以条纹总数增多，条纹变密。
6. 当 $d=0$ 时，则 $\Delta k = 0$ ，即整个干涉场内无干涉条纹，见到的是一片明暗程度相同的视场。
7. 当 d 、 λ 一定时，相邻两级条纹有下列关系

$$2d \cos \varphi_k = k\lambda$$

$$2d \cos \varphi_{k+1} = (k+1)\lambda$$

设 $\bar{\varphi}_k \approx \frac{1}{2}(\varphi_k + \varphi_{k+1})$ $\Delta\varphi_k = \varphi_k - \varphi_{k+1}$ ，且考虑到 $\bar{\varphi}_k$ $\Delta\varphi_k$ 均很小，则可证得

$$\Delta\varphi_k = -\frac{\lambda}{2d\bar{\varphi}_k}$$

式中， $\Delta\varphi_k$ 称为角距离，表示相邻两圆环对应的入射光的倾角差，反映圆环条纹之间疏密程度。上式表明 $\Delta\varphi_k$ 与 $\bar{\varphi}_k$ 成反比关系，即环条纹越往外，条纹间角距离就越小，条纹越密。

实验 2. 牛顿环干涉

将一曲率半径相当大的平凸玻璃透镜 A 放在一平面玻璃 B 的上面即构成一个牛顿环仪，如下图下面部分所示。自光源 S 发出的光经过透镜 L 后成为平行光束，再经过倾斜为 45° 的平板玻璃 M 反射后，垂直地照射到平凸透镜上。入射光分别在空气层的两表面（凸透镜的下表面和平面玻璃的上表面）反射后，穿过 M 进入读数显微镜 T，在读数显微镜中可以观察到以接触点为中心的圆环形干涉条纹——牛顿环。如果光源发出的光是单色光，牛顿环是明暗相间的条纹；如果是白光，则为彩色条纹。根据光的干涉条件，在空气厚度为 e 的地方，有

$$2e + \frac{\lambda}{2} = k\lambda (k = 1, 2, 3, \dots)$$

$$2e + \frac{\lambda}{2} = k\lambda (k = 1, 2, 3, \dots)$$

式中，左端的 $\lambda/2$ 为“半波损失”。令 r 为条纹半径，从图 4.12.6 中给出的几何关系得

$$R^2 = r^2 + (R - e)^2$$

化简后得

$$r^2 = 2Re - e^2$$

当 $R \gg e$ 时，上式中的 e^2 可以略去，因此

$$e = \frac{r^2}{2R}$$

将此值代入上述干涉条件，并化简，得

$$r^2 = (2k - 1)R\frac{\lambda}{2} (k = 1, 2, 3, \dots)$$

$$r^2 = k\lambda R (k = 0, 1, 2, \dots)$$

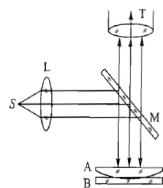


图 4.12.5 牛顿环干涉

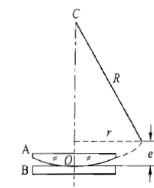


图 4.12.6 光程差计算用图

由上式可以看出，如果我们测出了明环或暗环的半径 r 就可定出平凸透镜的曲率半径 R 。在实际测量中，暗环比较容易对准，故以测量暗环为宜，并且通常测量直径 D 比较方便，于是可将公式变形为

$$D^2 = 4k\lambda R (k = 0, 1, 2, \dots)$$

需要注意的是，由于在接触点处不干净以及玻璃的弹性形变，牛顿环的中心级数 k 不易确定，用上式测定 R 时尚需做适当处理。

实验 3. 劈尖干涉

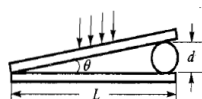


图 4.12.7 劈尖

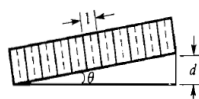


图 4.12.8 劈尖干涉条纹

如图所示，将待测细丝（或者薄片）放入两块光学平板玻璃之间，则在两玻璃之间形成劈尖形的空气薄膜。用单色平行光垂直入射到玻璃板上时，由劈尖间的空气薄膜上下两表面所反射的光相互干涉，如图 4.12.8 所示，结果在空气薄膜上表面（即上玻璃板的下表面）产生一系列明暗相间、相互平行且间隔相等的等厚干涉条纹。

折空气劈尖某一位置的厚度为 e ，则该点处上下两表面反射的两束光线之间的光程差为

$$\delta = 2e + \frac{\lambda}{2}$$

式中， $\frac{\lambda}{2}$ 为半波损失。由于有半波损失，在两块玻璃板之间相接处即棱边（ $e=0$ ）应该见到暗纹。又有：

$$l \sin \theta = e_{k+1} - e_k = (k+1 - k) \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}$$

由于劈尖的夹角一般很小，所以有 $\sin \theta \approx \frac{d}{L}$ ，代入可得

$$d = \frac{L}{l} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

式中， L 为细丝位置到劈尖尖端之间的距离。当 λ 已知时，通过读书显微镜观察干涉条纹并测量出 L_1 ，就可以确定细丝直径（或薄片厚度）的大小。

三、实验仪器

迈克尔逊干涉仪，氦氖激光器，小孔，扩束镜，毛玻璃；牛顿环仪，读数显微镜（附 45° 玻璃片），钠光灯；两块平行光学玻璃、待测细丝（或薄片）。

四、实验步骤

实验 1. 迈克尔逊干涉

(1) 迈克尔逊干涉仪的调整

(1) 调节激光器，使激光束水平地入射到 M_1 、 M_2 反射镜中部并基本垂直于仪器导轨方法：首先将 M_1 、 M_2 背面的三个螺钉及 M_1 的两个微调螺钉均拧成半紧半松，然后上下移动、左右旋转激光器并调节激光管俯仰，使激光束入射到 M_1 、 M_2 反射镜的中心，并使由 M_1 、 M_2 反射回来的光点回到激光器光束输出镜面的中点附近。(2) 调节 M_1 、 M_2 互相垂直方法：在光源前放置一小孔，让激光束通过小孔入射到 M_1 、 M_2 上，根据反射光点的位置对激光束方位作进一步细调。在此基础上调整 M_1 背面的三个方位螺钉，使其反射光斑（最亮的一个）与小孔重合，这时 M_1 与 M_2 基本垂直。

(2) 点光源非定域干涉条纹的观察和测量

1. 将激光束用扩束镜扩束，以获得点光源。这时屏幕（毛玻璃）上应出现条纹。
2. 调节 M_1 镜下方微调拉簧，使产生圆环非定域干涉条纹。这时 M_1 垂直 M_2 的程度进一步提高。
3. 将毛玻璃取下放到扩束镜与干涉仪之间，使成为面光源。用眼睛直接观察干涉环，同时仔细调节 M_1 的两个微调拉簧，直至眼睛上下、左右晃动时，各干涉环大小不变，即干涉环中心没有吞吐，只是圆环整体随眼睛一起平动。此时得到面光源定域等倾干涉条纹，说明 M_1 与 M_2 严格垂直。
4. 将毛玻璃放回原处，仍观察点光源等倾干涉条纹。改变 d 值，使条纹外扩或内缩，用公式 (4.12.2)，测出激光的波长。要求圆环中心每吞（或吐）100 个条纹，即明暗交替变化 100 次记下一个 d ，连续测 10 个值。

提示：

1. 测量应沿手轮顺时针前进方向进行；
2. 测量前必须严格消除空程误差。通常应使手轮顺时针前进至条纹出现吞吐后，再继续右旋微动轮 20 圈以上。

实验 2. 牛顿环干涉

(1) 干涉条纹的调整

调节目镜清晰地看到十字叉丝，然后由下向上移动显微镜镜筒（为防止压坏被测物体和物镜，不得由上向下移动），看清牛顿环干涉条纹。提示：若牛顿环干涉条纹不清晰，可能的原因之一是显微镜 45° 反光镜方位不合适。

(2) 连续测出 10 个以上干涉条纹的直径

提示：

1. 测量前先定性观察条纹是否都在显微镜的读数范围之内；
2. 由于接触点附近玻璃存在形变，中心附近的圆环不宜用来测量；
3. 读数前应使叉丝中心和牛顿环的中心重合；
4. 为了有效地消除空程带来的误差，不仅要保证单方向转动鼓轮（稍有倒转，全部数据作废），而且要在叉丝推进一定的距离以后（例如 5 个条纹以上）才开始读数。

实验 3. 劈尖干涉

(1) 劈尖样品的制作

把两块光学平板玻璃叠加在一起，一段插入待测的细丝（或薄片），则两玻璃片之间形成一个劈尖形的空气薄膜。把做好的劈尖放在读数显微镜的平台上，打开钠光灯（激光灯），使光垂直入射到劈尖的尖端位置。调节显微镜观察干涉条纹判断片是否做好，好的劈尖条纹应与劈尖棱边平行。不合要求应重做。

(2) 观察劈尖干涉条纹并测量条纹间距

1. 用与调节牛顿环同样的方法，调出清晰的明暗相间的直条纹。
2. 测量细丝位置到劈尖尖端的距离 L ，要求进行多次重复测量。提示，注意消除空程误差。
3. 用物理量放大测量法测出 10 条以上的暗纹位置。