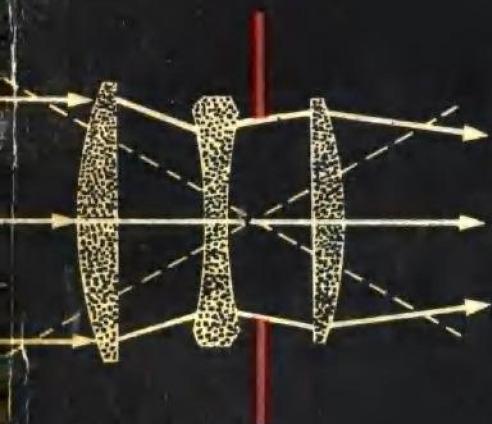


E. 赫克特 A. 赞斯 著 詹达三 秦克诚 林福成 译



光学

下册



高等教育出版社

高等学校教学参考书

光 学

下 册

E. 赫克特 A. 赞斯 著
詹达三 秦克诚 林福成 译

高等教育出版社

本书是为美国大学或学院单开光学课而编写的教材，内容反映了光学研究的新发展和新成就。可供我国大学理工科教学参考，也可供科技工作者学习参考。

中译本分上下两册出版，上册包括前八章及相应的附录及附表，下册包括后六章。

中译本责任编辑：曹建庭

Eugene Hecht Alfred Zajac

Optics

This book is in the

Addison-Wesley Series Physics

(1st ed.)

Addison-Wesley Publishing Company, 1976

本书原由人民教育出版社出版。1983年3月9日，上级同意恢复“高等教育出版社”；本书今后改用高等教育出版社名义继续印行。

高等学校教学参考书

光 学

下 册

E. 赫克特 A. 赞斯 著

詹达三 秦克诚 林福成 译

*

高等教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

北京印刷二厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 15.75 字数 378,000

1980年8月第1版 1983年7月第2次印刷

印数 9,601—16,100

书号 13010·0508 定价 1.40 元

目 录

第九章 干涉	581
9.1 一般考虑	582
9.2 发生干涉的条件	589
9.3 分波阵面干涉仪	591
9.4 分振幅干涉仪	601
9.5 电介质膜——双光束干涉	614
9.6 干涉条纹的类型和位置	627
9.7 多光束干涉	630
9.8 法布里-珀罗干涉仪	639
9.9 单层膜和多层膜的应用	649
9.10 干涉量度学的应用	659
9.11 旋转的 Sagnac 干涉仪	674
习题	677
第十章 衍射	682
10.1 引言	682
10.2 夫琅和费衍射	696
10.3 菲涅耳衍射	747
10.4 基尔霍夫标量衍射理论	794
10.5 边界衍射波	799
习题	801
第十一章 傅里叶光学	807
11.1 引言	807
11.2 傅里叶变换式	807
11.3 光学中的应用	822
习题	861
第十二章 相干性理论基础	863
12.1 引言	863

12.2 可见度.....867

12.3 互相干函数和相干度.....876

12.4 相干性和测星干涉量度术.....883

习题.....893

第十三章 光的量子本性的某些方面895

13.1 量子场.....895

13.2 黑体辐射——普朗克的量子假说.....896

13.3 光电效应——爱因斯坦的光子概念.....900

13.4 粒子和波.....907

13.5 几率和波动光学.....915

13.6 费马、费因曼和光子.....918

13.7 吸收、发射和散射.....922

习题.....928

第十四章 当代光学中的一些课题932

14.1 成象——光学信息的空间分布.....932

14.2 激光器和激光.....966

14.3 全息术.....985

14.4 非线性光学.....1006

习题.....1016

部分习题解答1020

索引1036

第九章 干 涉

在湿柏油路面的一层油膜上, 闪烁着的复杂彩色图样, 是比较常见的干涉现象的一种表现^①. 我们可以在宏观的尺度上, 考虑水池中的表面波纹的相互作用这个与之相联系的问题. 关于这类情况的日常经验使我们可以摹想复杂的扰动分布 (例如图 9.1 所示的那种分布). 在这一分布中会有这样的区域, 在这些区域中两个(或多个)波叠加的结果, 部分地甚至完全地相互抵消. 在图样中也有另外一些区域, 在那些地方合成的波谷和波峰比任何单个成分的波的波谷和波峰更为显著. 在发生叠加之后, 各个波又分开来并继续向前传播, 丝毫不受在此以前的遭遇的影响.

光学干涉所引起的现象, 用纯微粒模型当然是难以解释的. 然而, 光的电磁本性的波动理论则提供了进行解释的自然基础. 我们还记得, 描述光学扰动的表示式是一个二阶的线性齐次偏微分方程(3.22). 我们已经看到, 它服从重要的叠加原理. 因此, 在有两束或多束光重叠的空间一点上, 总的电场强度 E 等于各个单独的光扰动的矢量和. 于是简单地说, 光学干涉就是两束或多束光波的相互作用, 这种相互作用产生的总辐照度不等于各束光波的辐照度之和.

从大量的产生干涉的光学系统中, 我们将挑选几种比较重要的来讨论. 为了讨论的方便, 我们将把干涉器件分成两种: 分波

① 柏油上的水层使油膜可以取光滑平面的形状. 黑色的柏油则吸收了透射光, 这就防止了会使条纹模糊的背景反射.

阵面干涉和分振幅干涉。在前一种情况下，初级波阵面的各个不同部分或者直接用来做发射次级波的光源，或者和光学仪器联合作用产生次级波的虚光源，然后把这些次级波聚到一起产生干涉。在后一种分振幅干涉的情况下，初级波本身分成两份，走过不同的光程之后，重新复合并发生干涉。

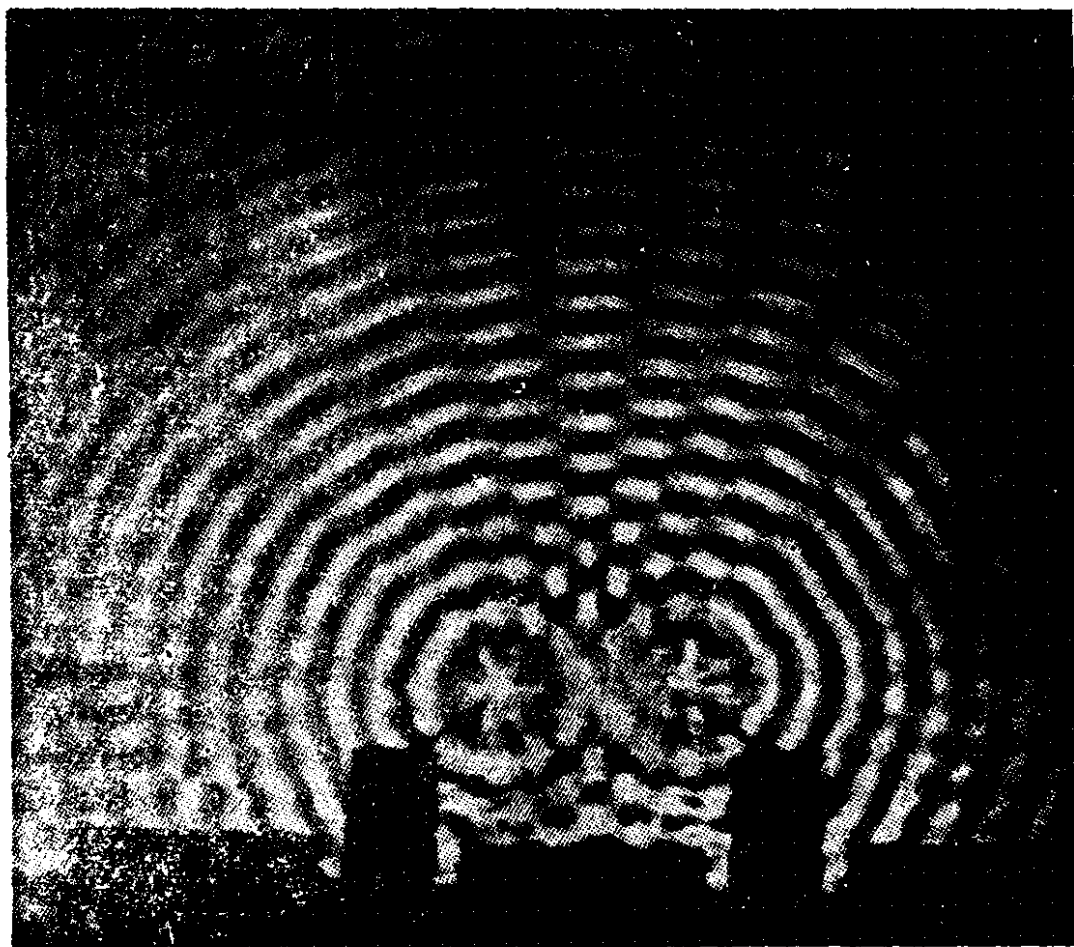


图 9.1 一个波纹池中由两个点源产生的水波

9.1 一般考虑

我们已经考察过两个标量波的叠加问题(第 7.1 节)，这些结果在许多方面仍然是可以应用的。但是，光当然是一种矢量现象，电场和磁场都是矢量场。了解这一事实，对于光学的任何一种直观理解都有基本的意义。不用说，在许多情况下也可以造出特殊

的光学系统，使得光的矢量本性没有什么实际重要性，因此我们将在矢量模型的范围内来导出干涉的基本方程，然后给出标量处理方法适用的条件。

按照叠加原理，由各个光源分别产生的场 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots$ 生成的在空间一点的总电场强度 $\mathbf{E}$ 由下式给出：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots$$

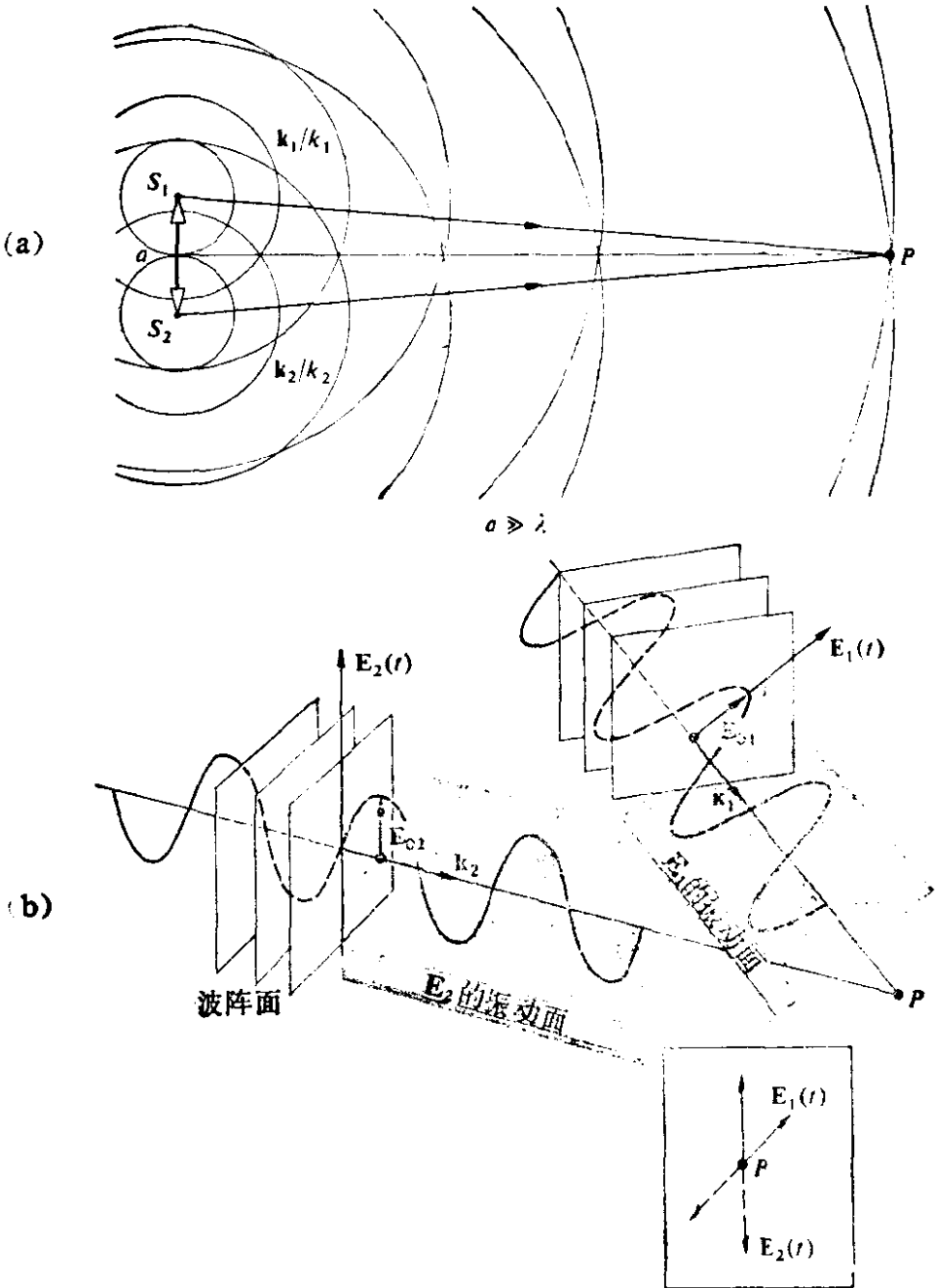


图 9.2 由两个点源产生的波在空间叠加

我们再次指出, 光扰动或光场 $\mathbf{E}$ 是以极快的速率随时间变化的, 约为

$$4.3 \times 10^{14} \text{ 赫兹} \quad \text{到} \quad 7.5 \times 10^{14} \text{ 赫兹},$$

快得使实际的光场无法实际探测. 另一方面, 辐照度 I 则可以用各种各样的探头(例如光电管、热辐射计、照相乳胶或眼睛)来直接测量. 如果我们要研究干涉, 我们最好从辐照度的角度来研究这个问题.

下面的分析的大部分内容并不需要具体规定波阵面的特殊形状, 所以其结果是普遍适用的(问题 9.1). 然而, 为了简单起见, 我们考虑两个点光源 S_1 和 S_2 , 它们在均匀媒质中发射同一频率的单色波. 令 S_1 和 S_2 的间隔 a 远大于 λ , 选观察点 P 离光源足够远, 使得在 P 点的两个波阵面都是平面(图 9.2). 暂且我们只考虑如下的线偏振波

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1),$$

和

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_2).$$

我们在第三章中看到, P 点的辐照度由下式给出:

$$I = \epsilon v \langle \mathbf{E}^2 \rangle.$$

由于我们只关心同一媒质中的相对辐照度, 至少在现在, 我们可以略去常数, 令

$$I = \langle \mathbf{E}^2 \rangle.$$

$\langle \mathbf{E}^2 \rangle$ 的意义当然是取电场强度的平方的时间平均值或 $\langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \rangle$. 因此

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E},$$

在现在的情况下

$$\mathbf{E}^2 = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2).$$

所以

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2.$$

对等号两端取时间平均值, 辐照度为

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad (9.1)$$

其中

$$I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle,$$

$$I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle,$$

及

$$I_{12} = 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle.$$

最后一项称为干涉项. 为了在这个特殊情况下算出它的大小, 我们写出

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1) \\ &\quad \times \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_2). \end{aligned}$$

或等价地

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} [\cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \\ &\quad \times \cos \omega t + \sin(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \sin \omega t] \\ &\quad \times [\cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \cos \omega t \\ &\quad + \sin(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \sin \omega t]. \end{aligned} \quad (9.2)$$

我们还记得, 某函数 $f(t)$ 在时间间隔 T 内的时间平均值是

$$\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'. \quad (9.3)$$

简谐函数的周期 τ 是 $2\pi/\omega$, 在我们现在讨论的情况下 $T \gg \tau$. 这时积分前面的系数 $1/T$ 有很重要的作用. 乘开并求平均以后, 方程(9.2)变成

$$\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \varepsilon_2).$$

上式利用了 $\langle \cos^2 \omega t \rangle = 1/2$, $\langle \sin^2 \omega t \rangle = 1/2$ 和 $\langle \cos \omega t \sin \omega t \rangle = 0$. 于是干涉项为

$$I_{12} = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos \delta. \quad (9.4)$$

δ 等于 $(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2)$, 它是光程和初始相角差联合引起的位相差. 注意如果 $\mathbf{E}_{01}$ 和 $\mathbf{E}_{02}$ (因而 $\mathbf{E}_1$ 和 $\mathbf{E}_2$) 相互垂直, 那么 $I_{12} = 0$, 因而 $I = I_1 + I_2$. 两个垂直的 $\mathscr{D}$ 态将合并产生一个 $\mathscr{R}$ 态、 $\mathscr{L}$ 态、 $\mathscr{D}$ 态或 $\mathscr{C}$ 态, 但是通量密度的分布并不改变.

下面要讨论的绝大多数情况是 $\mathbf{E}_{01}$ 和 $\mathbf{E}_{02}$ 平行的情况. 在这种情况下, 辐照度简化为 7.1 节的标量处理方法所求出的值. 在这些条件下

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \delta.$$

这可以写成一种更方便的形式, 注意到

$$I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2}$$

和

$$I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle = \frac{E_{02}^2}{2},$$

干涉项变为

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta,$$

于是总的辐照度是

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (9.5)$$

在空间不同地点, 总的辐照度可以大于、小于或等于 $I_1 + I_2$, 这决定于 I_{12} 的值, 即决定于 δ . 当 $\cos \delta = 1$ 时, 得到辐照度的最大值, 即当

$$\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots\dots$$

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2},$$

这时两个波之间的位相差是 2π 的整数倍, 两个扰动称为同相的. 这种情况叫做完全相长干涉. 当 $0 < \cos \delta < 1$, 两个波有位相差, $I_1 + I_2 < I < I_{\max}$, 这个结果叫做相长干涉. 当 $\delta = \pi/2$, $\cos \delta = 0$, 这时我们说两个光扰动的位相差 90° , $I = I_1 + I_2$. 对于 $0 > \cos \delta >$

-1 , 是相消干涉的条件, $I_1 + I_2 > I > I_{\min}$. 当两个波的位相差 180° 时, 波谷与波峰重叠, $\cos\delta = -1$, 结果得到辐照度的最小值

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

当然 $\delta = \pm\pi, \pm3\pi, \pm5\pi, \dots$, 都会产生这种结果, 这种情况称为完全相消干涉.

另一个有些特殊但是非常重要的情况, 是到达图 9.2 上的 P 点的两个波振幅相等, 也就是 $E_{01} = E_{02}$. 由于这时两个光源对辐照度的贡献相等, 令 $I_1 = I_2 = I_0$, 方程(9.5)可以写成

$$I = 2I_0(1 + \cos\delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (9.6)$$

从它得到 $I_{\min} = 0$ 及 $I_{\max} = 4I_0$.

方程(9.5)对于从 S_1 和 S_2 发射的球面波同样成立. 这种波可以表示成

$$E_1(\mathbf{r}_1, t) = E_{01}(r_1) \exp[i(kr_1 - \omega t + \varepsilon_1)]$$

和

$$E_2(\mathbf{r}_2, t) = E_{02}(r_2) \exp[i(kr_2 - \omega t + \varepsilon_2)].$$

r_1 和 r_2 项是在 P 点重叠的球形波阵面的半径, 也就是说, 它们代表了从光源到 P 点的距离. 这时

$$\delta = k(r_1 - r_2) + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2).$$

当 $(r_1 - r_2)$ 变化时, S_1 和 S_2 周围区域内的通量密度也随之逐点变化. 然而, 根据能量守恒定律, 我们期望 I 的空间平均值保持不变, 并等于 $I_1 + I_2$ 的平均值, 因此 I_{12} 的空间平均值必须等于零, 这个性质可由(9.4)式证明, 因为余弦项的平均值实际上是零(对这个问题的进一步讨论见习题 9.2).

当 S_1 和 S_2 之间的距离比起 r_1 和 r_2 小得多, 并且干涉区域比 r_1 和 r_2 也小得多时, (9.6)式就可适用. 在这些条件下, 可以认为 E_{01} 和 E_{02} 与位置无关, 也就是说在所考虑的小区域内是常

数. 如果两个辐射源一样强, $E_{01}=E_{02}$, $I_1=I_2=I_0$, 我们有

$$I=4I_0\cos^2\frac{1}{2}[k(r_1-r_2)+(\varepsilon_1-\varepsilon_2)].$$

当

$$\delta=2\pi m,$$

而 $m=0, \pm 1, \pm 2\cdots\cdots$ 时为辐照度的极大值. 类似地, 当

$$\delta=\pi(2m+1)$$

时有辐照度的极小值 $I=0$. 这些表达式可以改写成这样: 当

$$(r_1-r_2)=[2\pi m+(\varepsilon_2-\varepsilon_1)]/k \tag{9.7a}$$

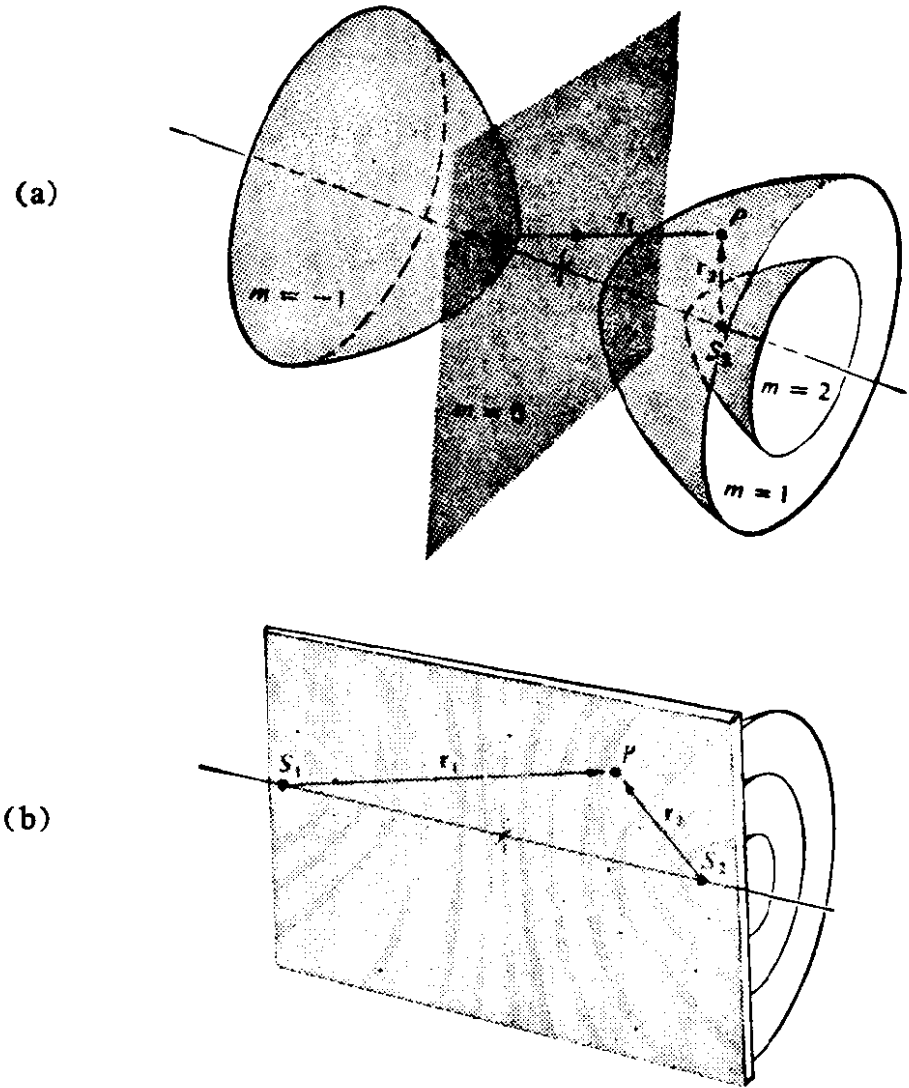


图 9.3 两个点光源产生的辐照度极大值双曲面

时出现辐照度极大值,而当

$$(r_1 - r_2) = [\pi(2m + 1) + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)]/k \quad (9.7b)$$

时出现辐照度极小值。(9.7)式中每个方程都定义一族曲面,其中的每一个曲面都是一个旋转双曲面。各个双曲面的顶点之间的距离等于(9.7)式等号右端的量。双曲面的焦点位于 S_1 和 S_2 。如果在辐射源处两波同位相,即 $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = 0$,则方程(9.7)就简化成

$$(r_1 - r_2) = 2\pi m/k = m\lambda$$

和 $(r_1 - r_2) = \pi(2m + 1)/k = (m + 1/2)\lambda$ 。

它们分别对应于辐照度的极大值和极小值。图9.3(a)画出几个辐照度极大值所在的曲面。放置在干涉区域内的屏上所看到的暗带和亮带称为干涉条纹[图9.3(b)]。

9.2 发生干涉的条件

要想观察到对应于(9.7)式的干涉图样,那么两个光源之间的位相差($\varepsilon_1 - \varepsilon_2$)必须随时间保持相当恒定。这样的光源称为相干光源^①。来自不同的发射源的互相交叠的两束光总是会产生干涉的,但是所得到的图样不能维持足够长的时间使得容易被观察到。典型的光源含有大量的激发原子,每个激发原子能够辐射一个长约 10^{-8} 秒的波列。因此两个不同的光源能够维持它们的位相差的时间至多为 10^{-8} 秒。合成的干涉图样仅在位相变化之前的短暂时间内在空间保持不变,在位相变化之后又保持另一段短时间的稳定,如此继续下去。因此,要想看到或者摄得由两个灯泡所产生的干涉图样将是徒劳的。曾经用两个单独的激光器来产生干涉图样,但是我们以后再讨论这件事。解决这个问题的最通常的办法,如我们将看到的,是使一个光源产生两个相干的次级光源。

① 第10章专门研究相干性,所以在这里只粗略地讨论直接有关的问题。

如果要使两束光发生干涉以产生一幅稳定的图样，它们的频率必须非常接近相等。明显的频率差将引起与时间有关的迅速变化的位相差，它将使得在探测期间 I_{12} 的平均值为零（参看第 7.2.1 节）。

当发生干涉的两个波的振幅相等或非常接近相等时，将有最清晰的图样。这时暗条纹和亮条纹的中心分别对应于完全相消干涉和完全相长干涉，从而形成最大的反衬度。

在上一节，我们曾假设两个叠加的光扰动矢量是线偏振的并且是平行的。但是 9.1 节的公式也适用于更复杂的情况。其实，不论波的偏振状态如何，上述处理方法都可应用。要理解这一点，让我们回想起任何偏振态都可由两个正交的 $\mathcal{D}$ 态合成。对于自然光（非偏振光）这两个 $\mathcal{D}$ 态是相互不相干的，但是这并不造成特殊的困难。

假设每一个波的传播矢量都在同一平面内，那么我们可以相对这个平面标出构成它的两个互相正交的 $\mathcal{D}$ 态，例如平行于此平面的为 $E_{\parallel}$ ，垂直于此平面的为 $E_{\perp}$ [图 9.4(a)]。所以任何平面波

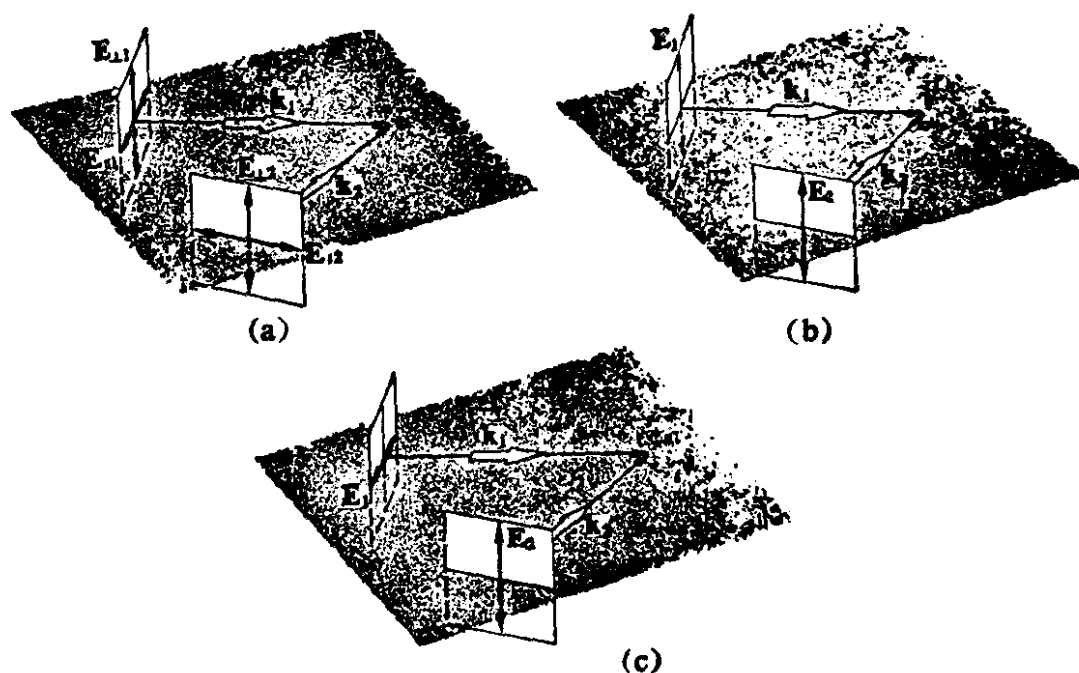


图 9.4 偏振光的干涉

不管偏振与否都可以写成 $(\mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_{\perp})$ 的形式。设想从两个相同的相干光源发出的波 $(\mathbf{E}_{\parallel 1} + \mathbf{E}_{\perp 1})$ 和波 $(\mathbf{E}_{\parallel 2} + \mathbf{E}_{\perp 2})$ 在空间某个区域相交叠。所生成的总通量密度分布由两个独立的完全重叠的干涉图样 $\langle (\mathbf{E}_{\parallel 1} + \mathbf{E}_{\parallel 2})^2 \rangle$ 和 $\langle (\mathbf{E}_{\perp 1} + \mathbf{E}_{\perp 2})^2 \rangle$ 构成。因此，虽然上一节的方程是专门就线偏振光导出的，但是它们也适用于包括自然光在内的任何偏振态。

要注意，尽管 $\mathbf{E}_{\perp 1}$ 和 $\mathbf{E}_{\perp 2}$ 是永远相互平行的，但是在参考平面上的 $\mathbf{E}_{\parallel 1}$ 和 $\mathbf{E}_{\parallel 2}$ 却不一定如此；只有当两光束本身平行时（即 $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$ ），它们才是平行的。因此，干涉过程的固有的矢量本性[正如 I_{12} 的点乘表示式(9.4)所表明的那样]是不能忽略的。但是我们将要看到，在实际情况中大多数情况是：各个光束是平行的，并且标量理论很适用。虽然如此，还得特别注意像图 9.4(b)(c)的情况。上面画出了两束相干的线偏振光束的可能的叠加。在图 9.4(b)上，尽管光束不平行，但是光矢量是平行的，也能产生干涉。在图 9.4(c)中，虽然光束平行，但是光矢量互相垂直，因而 $I_{12} = 0$ 。

菲涅耳和阿喇戈对线偏振光产生干涉的条件进行了广泛的研究，他们的结论概括了上述考虑的一些内容。菲涅耳-阿喇戈定律如下：

1. 两个正交的相干态不能发生干涉，即 $I_{12} = 0$ ，并且不产生条纹。
2. 两个平行的相干态以与自然光相同的方式发生干涉。
3. 自然光的两个正交态分量，即使把它转到一个方向，也不能发生干涉以产生能观察到的条纹图样。由于这些态不相干，最后这一点是可以理解的。

9.3 分波阵面干涉仪

暂时回到图(9.3)，那里方程

$$(r_1 - r_2) = m\lambda$$

确定了最大辐照度曲面。由于光的波长非常小，靠近 $m=0$ 平面的两边存在着许多个对应于较低的 m 值的曲面，因而在 ($m=0$) 平面附近并同它垂直的屏上就出现一组很直的平行条纹。这时 $r_1 \approx r_2$ 成立。如果再使 S_1 和 S_2 垂直于 $\overline{S_1 S_2}$ 线移动，那么条纹将只平行于自身移动。实际上，两个狭缝因此将只是增大两个点光源的图样的中心区域的辐照度，而别的方面基本上不变。

设有一个单色平面波照射一个长狭缝，通过这第一个狭缝后将出射一个柱面波，假设这个波又落在两个平行的、距离很近的狭缝 S_1 和 S_2 上，这在图 9.5(a) 上以立体图画出。当狭缝位置对称时，到达两个狭缝的两部分的初波阵面正好同(位)相，而两个狭缝就构成两个相干的次级光源。我们预料，从 S_1 和 S_2 发出的两个波不管在什么地方叠加，都要发生干涉(只要光程差小于相干长度 $c\Delta t$)。

考虑图 9.5(c) 中所示的作图法，在物理的实际情况下，两个屏之间的距离要比两个狭缝之间的距离 a 大得多，因而所有的条纹都很靠近屏的中心 O 。沿 $\overline{S_1 P}$ 和 $\overline{S_2 P}$ 两条光线之间的程差，可以从 S_2 向 $S_1 P$ 作垂线来得到，近似程度很好，这个程差由下式给出：

$$(\overline{S_1 B}) = (\overline{S_1 P}) - (\overline{S_2 P}), \quad (9.8)$$

或

$$(\overline{S_1 B}) = r_1 - r_2.$$

继续采用这个近似(习题 9.4)，光程差可表示为

$$r_1 - r_2 = a\theta, \quad (9.9)$$

这是由于 $\theta \approx \sin \theta$ 之故。

注意到

$$\theta = \frac{y}{s}, \quad (9.10)$$