

097261

高等学校教材

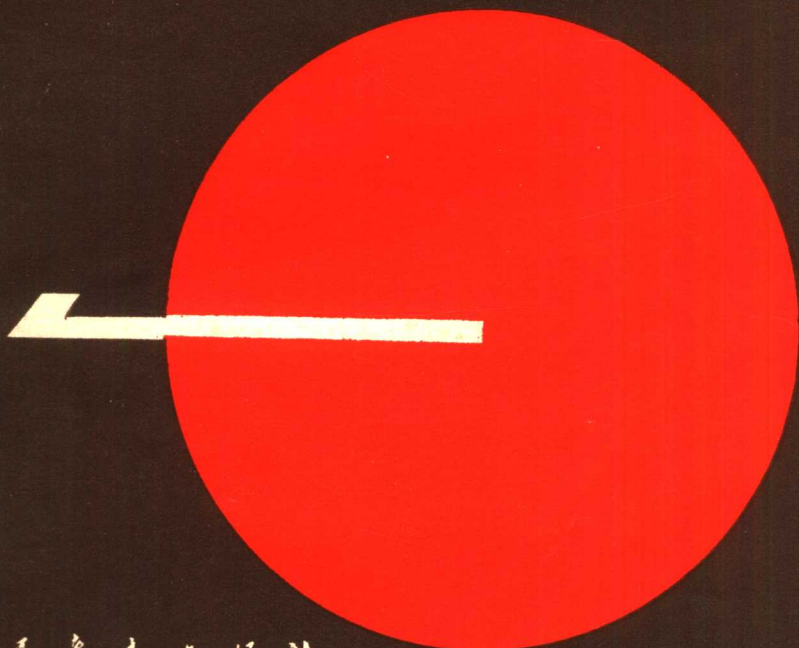
普通物理学

3

(1982年修订本)

程守洙 江之永 编

王志符 朱咏春等 修订



人民教育出版社

高等学校教材

普通物理学

第三册

(1982年修订本)

程守洙 江之永 编
王志符 朱泳春 等修订

人民教育出版社

本书是以第二版为基础,参考1980年教学大纲(200学时)进行修订的。修订本保存了第二版的风格,吸取了第三版的某些优点,增加了例题,配上了习题。统一采用了国际单位制。

修订时注意到打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学等几个方面,并且适当控制了篇幅,全书讲授(包括习题课)约为140学时。

全书分三册。第一册包括力学、机械振动和机械波、热学,第二册包括电学,第三册包括光学和近代物理学基础。

第三册经恽瑛、胡迪炳、郭永江、顾梅玲等开会审查,李金镔、张达宋参加了审查会议。夏学江、王殖东作了复审并参加了审后的修订工作。

本书可作工科院校、电视大学普通物理课程的教材。

责任编辑:汤发宇。

高等学校教材

普通物理学

第三册

(1982年修订本)

程守洙 江之永 编

王志符 朱咏春等修订

*

人民教育出版社出版

四川省新华书店重庆发行所发行

重庆新华印刷厂印装

*

开本 787×1092 1/32 印张 8 字数 189,000

1982年12月第4版 1983年5月第1次印刷

印数 00,001—291,000

书号 13012·0809 定价 0.61 元

第一、二版序言摘录

本书 1961 年第一版由“上海市高等工业学校物理学编写组”编。编写时，注意到学习和吸收兄弟院校的经验，并从西安交通大学、浙江大学的教材中采用了某些章节的全部内容。在定稿过程中，清华大学、北京矿业学院、南京工学院、浙江大学、西安交通大学、西安冶金学院等校物理教研组的同志，协助作了进一步的修改和润饰。

1964 年第二版，是在第一版的基础上根据 1962 年高等工业学校普通物理教学大纲(试行草案)改编的，是高等工业学校五年制各专业普通物理课程的教材。讲授 120 学时(习题课 30 学时在外)。本版与第一版相比，内容变动较大，不少章节是完全改写过的，基本理论加强了，例题和插图增加了，对第一版中某些要求过高或偏重具体技术应用的部分作了压缩或删减，全书篇幅比第一版减少三分之一。参加第二版改编工作的有上海交通大学程守洙、朱咏春、胡盘新，同济大学江之永、魏墨盒，华东化工学院黄德昭，华东纺织工学院汤毓骏。

第三册目录

第五篇 波动光学

第十七章 光的干涉	1
§ 17-1 光源 光的单色性和相干性.....	1
§ 17-2 获得相干光的方法.....	4
§ 17-3 光程和光程差.....	11
§ 17-4 薄膜的干涉.....	16
§ 17-5 劈尖的干涉 牛顿环.....	23
§ 17-6 干涉仪 干涉现象的应用.....	28
习题.....	34
第十八章 光的衍射	40
§ 18-1 光的衍射现象 惠更斯-菲涅耳原理.....	40
§ 18-2 单缝和圆孔的夫琅和费衍射.....	44
§ 18-3 衍射光栅.....	56
§ 18-4 光学仪器的分辨率.....	62
§ 18-5 伦琴射线的衍射 布拉格方程.....	65
习题.....	68
第十九章 光的偏振	73
§ 19-1 自然光和线偏振光.....	73
§ 19-2 偏振片的起偏和检偏 马吕斯定律.....	76
§ 19-3 反射和折射时光的偏振.....	79
§ 19-4 光的双折射现象.....	84
§ 19-5 偏振光的干涉 人为双折射现象.....	92
§ 19-6 旋光现象.....	97
习题.....	99

第六篇 近代物理学基础

第二十章 狭义相对论基础	103
---------------------------	-----

§ 20-1	伽利略变换和经典力学时空观	104
§ 20-2	迈克耳孙-莫雷实验	108
§ 20-3	爱因斯坦狭义相对论基本假设 洛伦兹变换	111
§ 20-4	相对论中的长度、时间和同时性	117
§ 20-5	相对论动力学基础	121
习题		130
第二十一章 光的量子性		133
§ 21-1	热辐射 绝对黑体 基尔霍夫定律	133
§ 21-2	绝对黑体的辐射定律	137
§ 21-3	普朗克的量子假说 普朗克公式	140
§ 21-4	光电效应	143
§ 21-5	爱因斯坦方程 光子	147
§ 21-6	伦琴射线的散射 康普顿效应	152
习题		157
第二十二章 原子的量子理论		159
§ 22-1	原子光谱的实验规律	159
§ 22-2	玻尔的氢原子理论	161
§ 22-3	实物粒子的波粒二象性	167
§ 22-4	测不准关系	172
§ 22-5	波函数 薛定谔方程	175
§ 22-6	一维势阱	180
§ 22-7	氢原子的量子力学处理方法	184
* § 22-8	多电子原子系统 元素周期表	194
* § 22-9	原子发光	195
§ 22-10	激光	199
习题		206
第二十三章 固体的能带结构		209
§ 23-1	晶态固体的基本性质	209
§ 23-2	晶体中的电子状态 能带结构	213
§ 23-3	电子在能带中的填充和运动	217
§ 23-4	本征半导体和杂质半导体	220
§ 23-5	$p-n$ 结和其他半导体器件	223

习题.....	227
*第二十四章 原子核和基本粒子简介.....	228
§ 24-1 核的组成和基本性质.....	228
§ 24-2 原子核的放射性衰变.....	232
§ 24-3 核力 核模型.....	236
§ 24-4 基本粒子简介.....	239
习题.....	246
习题答案.....	247
本课程讲课(包括习题课)学时分配参考意见.....	250

第五篇 波动光学

光学是物理学中发展较早的一个分支，是物理学的一个重要组成部分。以光的直线传播性质为基础，研究光在透明介质中传播问题的光学，称为几何光学。几何光学的主要内容有：光的直线传播定律；光的独立传播定律；光的反射和折射定律。以光的波动性质为基础，研究光的传播及其规律问题的称为波动光学。波动光学的内容，主要包括光的干涉、衍射和偏振。以光和物质相互作用时显示的粒子性为基础来研究光学，称为量子光学。波动光学与量子光学又统称为物理光学。本篇仅讨论波动光学。关于光的量子性，将在第六篇第二十一章中介绍。

第十七章 光的干涉

§ 17-1 光源 光的单色性和相干性

在电磁波谱的讨论中，我们指出光是电磁波的特例，可见光是波长在 $4000—7600\text{\AA}$ 之间的电磁波。电磁波是横波，由两个互相垂直的振动矢量即电场强度 E 和磁场强度 H 来表征，而 E 和 H 都与电磁波的传播方向相垂直。在光波中，产生感光作用与生理作用的是电场强度 E ，因此我们常将 E 称为光矢量， E 的振动称为光振动。在以后的讨论中，将以 E 振动为主。

发光体称为光源。按光的激发方法来说，利用热能激发的光

源称为**热光源**，例如白炽灯。利用化学能、电能或光能激发的光源称为**冷光源**。例如磷的发光，就是化学发光的现象；稀薄气体在通电时发出的辉光，就是常见的一种电致发光。某些物质如碱土金属的氧化物和硫化物等，在可见光或紫外线照射下被激发而发光，称为**光致发光**。光致发光的物质，在外界光源移去后，立刻停止发光的，称为**荧光物质**；在外界光源移去后，仍能持续发光的，称为**磷光物质**。

各种光源的激发方法不同，辐射机理也不相同。这里仅对热光源的发光机理略加讨论。在热光源中，大量的分子和原子在热能的激发下，从正常态跃迁到激发态，在它们从激发态返回正常态的过程中，都将辐射电磁波。各个分子或原子的激发和辐射参差不齐，而且彼此之间没有联系。因而在同一时刻，各个分子或原子所发出的光波的频率、振动方向和周相也各不相同。还应注意，分子或原子的发光是间歇的，一个分子或原子在发出一列光波后，总要间歇一段时间才发出另一列光波。图 17-1 是一个波列的示意图，这是一段有限长的、振动方向一定的、振幅不变或缓慢变化的振动的传播

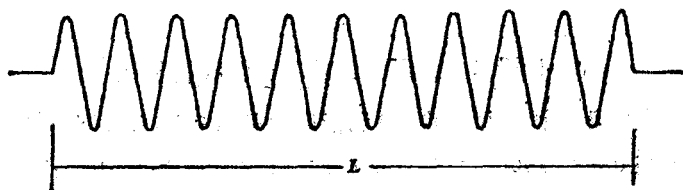


图 17-1 一个波列

光的单色性 具有单一频率的光称为**单色光**。光源中一个分子在某一瞬时所发出的光具有一定的频率，但总是有一定宽度的，并不是严格单色性的。而光源中有大量分子或原子，所发出的光具有各种不同的频率，这种由各种频率复合的光称为**复色光**（例如

太阳光、白炽灯光等)。当复色光通过三棱镜时, 由于不同频率的光在玻璃中的传播速度各不相同, 折射率也不同, 因此复色光中各种不同频率的光将按不同的折射角分开, 形成一光谱。这种现象称为色散。

在光学实验中常需具有一定频率的单色光。如图 17-2 所示, 我们可用狭缝把某一频率的单色光从复色光的光谱中分析出来。

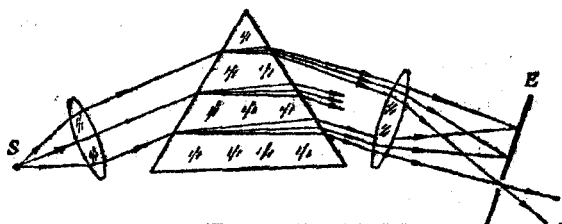


图 17-2 单色光的获得

此外, 也可利用某些具有选择吸收性能的物质制成滤光片, 复色光透过滤光片后, 透射光就是所需用的单色光。但这样获得的单色光, 单色性不理想。在实验室中通常采用钠光光源作为单色光源, 实际上钠光光谱中包含黄色光的两条谱线(D 线), 但这两条谱线靠得很近, 其频率可视为近似相同, 因此钠光可当作单色光。

光的相干性 我们知道, 波动是具有叠加性的。讨论机械波动(见第一册第五章 § 5-7)时, 曾说明由两个频率相同、振动方向相同、周相相同或周相差恒定的波源所发出的两个波, 在两波相遇的空间区域将呈现干涉现象。在某些点处, 即传到该处的两个分振动的周相差恒为 $\pm 2k\pi$ 的各点(这里 $k=0$, 或 $1, 2, \dots$), 合振动始终加强; 在另一些点处, 即传到该处的两个分振动的周相差恒为 $\pm (2k+1)\pi$ 的各点(这里 $k=0$, 或 $1, 2, \dots$), 合振动始终减弱或完全相消。光是一种波动, 所以, 两束单色光在空间相遇处的 E 振动, 将是各自的 E 振动的矢量和。但是如何使相重叠的光束也能产生干涉现象, 亦即在空间形成稳定的明暗相间的干涉条纹呢? 从实现干涉

现象的条件来说,与机械波动一样,相干光波也必须满足同频率、同振动方向、同周相或有恒定周相差等条件。但是,如上所述,一般光源发出的光波是由光源中各个分子或原子发出的波列组成的,而这些波列之间没有固定的周相联系,因此来自两个独立光源的光波即使是频率相同、振动方向相同,它们的周相差也不可能保持恒定,因而不满足相干条件。利用同一光源的两个不同部分也不可能产生相干光波。只有从同一光源同一部分发出的光通过某些装置后,才能获得符合相干条件的两束光。

由于激光的出现,使光源的相干性大大提高,现代已能实现两个独立激光束的干涉;快速光电接收器件的出现,使人们可以看到比过去短暂得多的干涉现象。

§ 17-2 获得相干光的方法

干涉现象是波动过程的基本特征之一。如果能在实验中实现光的干涉,就能证实光的波动本性。我们知道,只有振动频率相同、振动方向相同、周相相等或周相差恒定的相干波才会产生干涉现象。下面介绍利用某种方法,我们可以将同一光源发出的光分成两个光束,使这两束光在空间经不同路程而会聚,以实现干涉现象。理由是十分明显的,虽然这个光源的周相时有变化,但是从这光源所分出的两束光的周相却是同时地作相应的变化的,因此,在任一会聚点上,这两光束的周相差是恒定不变的,从而满足相干波的条件而产生干涉现象。所以,相干光波是从同一光源获得的,而实现干涉现象的装置是必要的条件。来自同一光源的两束相干光,可看作来自两个周相相等或周相差恒定的光源,这样一对光源常称为相干光源。现在,我们介绍几种历史上著名的获得相干光源的方法。

杨氏双缝实验 十九世纪初,杨氏(T. Young)首先用实验方

法研究了光的干涉现象^①。如图 17-3 所示, 在单色平行光的前方放有一狭缝 S , S 前又放有两条平行狭缝 S_1 和 S_2 , 均与 S 平行且等距。这时 S_1 和 S_2 构成一对相干光源。从 S 出发的光波波阵面到达 S_1 和 S_2 处, 再从 S_1 和 S_2 散出的光就是从同一波阵面分出的两束相干光。它们在空间叠加, 将形成干涉现象。这样是采用分波阵面方法得到相干光束。如果在 S_1 和 S_2 前放一屏幕 EE' , 屏幕上将出现一系列稳定的明暗相间的条纹, 称为干涉条纹。这些条纹都与狭缝平行, 条纹间的距离彼此相等。实验结果是: (1) 干涉条纹是以如图 17-3 中所示的 P_0 点 (与 S_1 及 S_2 等距离) 为对称

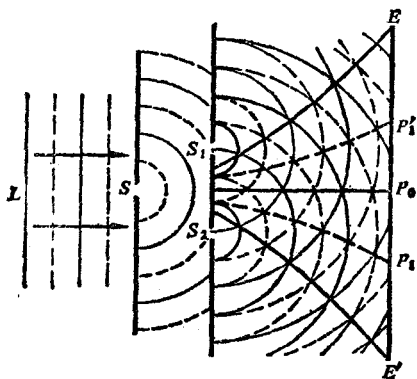
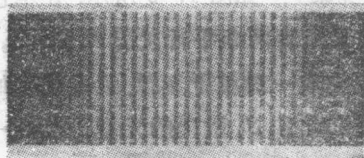


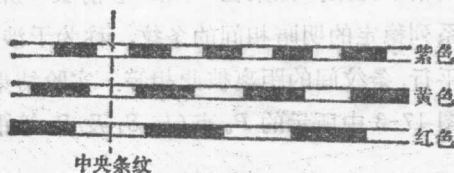
图 17-3 双缝干涉实验简图

点而明暗相间的。 P_0 处的中央条纹是明条纹。 (2) 用不同的单色光源作实验时, 各明暗条纹的间距并不相同。 波长较短的单色光如紫光, 条纹较密; 波长较长的单色光如红光, 条纹较稀, 如图 17-4b 所示。 (3) 如用白光作实验, 在屏幕上只有中央条纹是白色的。

^① 英国物理学家杨最初所做的干涉实验是让日光通过一针孔 S , 再通过离 S 一段距离的两针孔 S_1 和 S_2 , 实现两光束的叠加干涉。后人重复此实验时, 把针孔改为狭缝, 称为杨氏双缝实验。



(a) 单色光



(b) 几种不同的单色光

图 17-4 干涉条纹

在中央白色条纹的两侧,由于各单色光的明暗条纹的位置不同,形成由紫而红的彩色条纹。

菲涅耳双镜实验 在双缝实验中,仅当缝 S 、 S_1 、 S_2 都很狭窄时,才能保证 S_1 、 S_2 处的振动有相同的周相,但这时通过狭缝的光强过弱,干涉条纹常不够清晰。1818年,菲涅耳(A. J. Fresnel)进行了双镜实验,装置如图 17-5 所示。由狭缝光源 S 发出的光波,

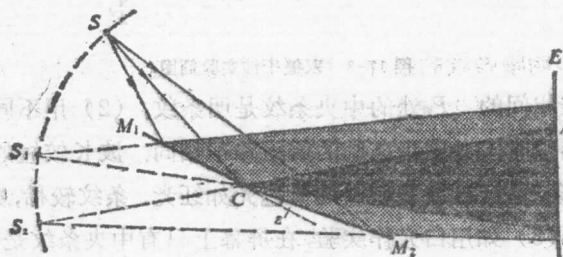


图 17-5 菲涅耳双镜实验简图

经平面镜 M_1 和 M_2 的反射,成为两束相干光波,射在屏幕 E 上,形成干涉条纹。这里, M_1 和 M_2 分别把到达镜面的相应部位的波

阵面给以反射，所以这也是采用分波阵面方法来获得相干光束， M_1 和 M_2 之间的夹角 ϵ 很小，所以， S 在双镜中所成的虚像 S_1 和 S_2 之间的距离也很小。从 M_1 和 M_2 反射的两束相干光，可看作从 S_1 和 S_2 发出。在实际计算中，常将 S_1 和 S_2 作为发出相干光的虚光源。

洛埃镜实验 洛埃 (Lloyd) 镜实验的装置如图 17-6 所示， S_1

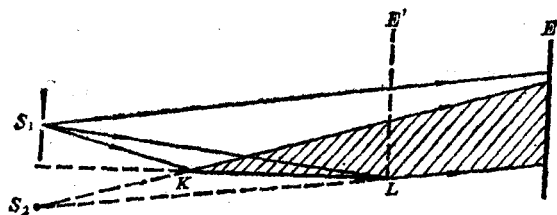


图 17-6 洛埃镜实验简图

是一狭缝光源，一部分光线直接射到屏幕 E 上，另一部分几乎与镜面平行地（入射角接近于 90° ）射向平面镜 KL ，然后反射到屏幕上。这里也同样是采用分波阵面方法， S_2 是 S_1 在镜中的虚像， S_2 与 S_1 构成一对相干光源。图中画有阴影的部分是相干光在空间重叠的区域。把屏幕放在这个区域，屏幕上将出现干涉条纹。

历史上用上述实验证实了光的干涉现象，从而明确了光的波动性。

干涉明暗条纹的条件 现在以上述双缝干涉为例，对屏幕上干涉条纹的位置作定量分析。如图 17-7 所示，设相干光源 S_1 与 S_2 之间的距离为 $2a$ ，到屏幕 E 的距离为 D ，已知 $D \gg 2a$ 。在屏幕上任取一点 P ， P 距 S_1 与 S_2 的距离分别为 r_1 与 r_2 。从 S_1 与 S_2 所发出的光，到达 P 点处的波程差是：

$$\delta = r_2 - r_1$$

我们知道，波程差为一波长 λ 时对应的周相差为 2π 。所以到达 P 点的两个光振动的周相差是：

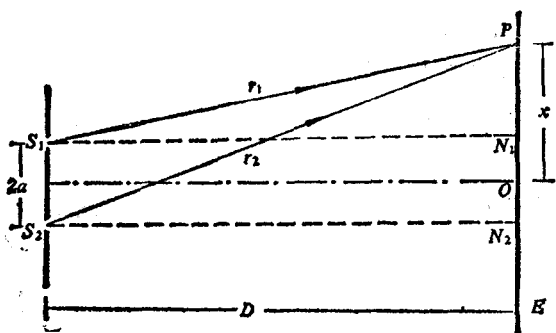


图 17-7 干涉条纹计算用图

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

按干涉条件, 若 $\Delta\phi = \pm 2k\pi$ (这里 $k=0, 1, 2, \dots$),

即

$$\delta = \pm k\lambda \quad k=0, 1, 2, \dots$$

则 P 点处是亮的 (各明纹中心最亮的点); 若 $\Delta\phi = \pm (2k+1)\pi$ (这里 $k=0, 1, 2, \dots$),

即

$$\delta = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad k=0, 1, 2, \dots$$

则 P 点处是暗的.

设 N_1 和 N_2 分别为 S_1 和 S_2 在屏幕上的投影点, O 为 N_1 和 N_2 的中点, 并设 $OP=x$. 从图中直角三角形 S_1PN_1 和 S_2PN_2 , 可知

$$r_1^2 = D^2 + (x-a)^2, \quad r_2^2 = D^2 + (x+a)^2$$

两式相减后, 得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \delta(r_2 + r_1) = 4ax$$

因 $D \gg 2a$, $r_2 + r_1 \approx 2D$, 故

$$\delta = \frac{4ax}{2D} = \frac{2ax}{D}$$

如果 P 处是亮的, 按干涉条件, 波程差应等于波长的整数倍, 即

$$\delta = \frac{2ax}{D} = \pm k\lambda \quad (17-1)$$

或
$$x = \pm k \frac{D\lambda}{2a} \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (17-1a)$$

这里 $k=0$ 相应于在 O 点处的中央明条纹, $k=1, k=2, \dots$ 等等相应的明条纹, 分别称为第一级明条纹, 第二级明条纹, $\dots$ 。

如果 P 处是暗的, 按干涉条件, 有

$$\delta = \frac{2ax}{D} = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} \quad (17-2)$$

或
$$x = \pm (2k+1) \frac{D}{2a} \frac{\lambda}{2} \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (17-2a)$$

应该指出, 在洛埃镜实验中, 如果将屏幕挪近到与洛埃镜相接触, 亦即挪到图 17-6 中 E' 的位置, 这时接触处(即 $x=0$ 处)并不是明条纹, 而是一暗条纹。这一事实说明光线从镜面反射后有了量值为 π 的周相突变, 即在反射过程中损失了半个波长, 这种现象通常称为半波损失。这一实验事实也为电磁波理论所肯定。以后在实际计算中, 遇到类似的反射光束时(即光从光疏媒质射到光密媒质界面反射时), 应该考虑这一周相突变。

例题 17-1 双缝干涉实验中, 以波长 $\lambda = 5876 \text{ \AA}$ 的黄色光(He)照射双缝时, 在距离双缝 2.25 m 处的屏幕上产生间距为 0.50 mm 的干涉条纹, 求两缝之间的距离。

解 由式(17-1a)可知两明条纹之间的距离为

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{2a}$$

今 $\Delta x = 0.50 \times 10^{-3} \text{ m}$, $D = 2.25 \text{ m}$, $\lambda = 5876 \text{ \AA} = 5.876 \times 10^{-7} \text{ m}$, 代入上式即可求得两缝之间的距离为

$$2a = \frac{D\lambda}{\Delta x} = \frac{2.25 \times 5.876 \times 10^{-7}}{0.50 \times 10^{-3}} = 2.64 \times 10^{-3} \text{ m} = 2.64 \text{ mm}$$

本题比较简单, 主要对双缝干涉实验中的实际尺寸给以数量级的概念。历史上, 人们是从双缝干涉的实际数据才首次算出了光的波长的。

例题 17-2 设两个同频率单色光波传播到屏幕上某一点的光矢量 E_1 和 E_2 的量值分别为

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega t - \phi_1), \quad E_2 = E_{20} \cos(\omega t - \phi_2)$$

如果两光矢量是同方向的, 且属于(1)非相干光, (2)相干光, 试由合成光矢量分别讨论该点的光强的情况。

解 光矢量 E_1 和 E_2 叠加后的光矢量为 $E = E_1 + E_2$ 。 E_1 和 E_2 已知是同方向的, 所以合成光矢量 E 的量值为

$$E = E_0 \cos(\omega t - \theta)$$

$$\text{式中} \quad E_0 = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}\cos(\phi_1 - \phi_2)}$$

$$\theta = \arctg \frac{E_{10}\sin\phi_1 + E_{20}\sin\phi_2}{E_{10}\cos\phi_1 + E_{20}\cos\phi_2}$$

在我们所观察的时间间隔 τ 内 ($\tau \gg$ 光振动的周期), 平均光强 I 是正比于 E_0^2 的, 即,

$$\begin{aligned} I \propto \overline{E_0^2} &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau E_0^2 dt \\ &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}\cos(\phi_1 - \phi_2)] dt \\ &= E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\phi_1 - \phi_2) d\tau \end{aligned}$$

(1) 对于非相干光, 由于原子或分子发光的不规则性和间歇性, 所以上述光波之间周相差 $\phi_1 - \phi_2$ 是杂乱变化的, 即相当于在所观察时间内经历 0 到 2π 间的一切数值, 这样有

$$\int_0^\tau \cos(\phi_1 - \phi_2) dt = 0$$

因此

$$\overline{E_0^2} = E_{10}^2 + E_{20}^2$$

相应地得

$$I = I_1 + I_2$$

上式表明两束光波重合后的光强等于它们分别照射时的光强 I_1 和 I_2 的总和。要注意到, 这是对非相干光而言的。我们把两束白炽灯光投射到屏幕上时, 合光强正是相加的。