

偏振光及其应用

(第二版)

田志偉 編著

內 容 提 要

本书对偏振光的性质和应用等内容作了比較全面而系統的敘述,对光波的起偏振仪器也作了較詳細的介紹。本书可作为大学物理系学生的課外讀物,对有关生产单位的技术人員亦有参考价值。

偏 振 光 及 其 应 用

(第 二 版)

田 志 偉 編 著

上海科学技术出版社出版 (上海瑞金二路450号)

上海市书刊出版业营业許可証出 093 号

商务印书館上海厂印刷 新华书店上海发行所发行

开本 850×1156 1/32 印張 4 16/32 插頁 1 排版字数 116,000

(原科技版印 3,700 册 1957 年 6 月第 1 版)

1959 年 3 月新 1 版印 2 次共印 2,000 册

1965 年 6 月第 2 版 1965 年 6 月第 1 次印刷

印数 1—2,000

統一书号 15119·508 定价(科六) 0.70 元

目 录

第一章 光的一些基本性质	1
§ 1-1 引言	1
§ 1-2 振动方程	3
§ 1-3 波动方程	5
§ 1-4 波的迭加与干涉	7
§ 1-5 电磁波	11
§ 1-6 可见光	13
§ 1-7 自然光	15
§ 1-8 偏振光	17
第二章 偏振光的强度	23
§ 2-1 透过起偏振镜的光强与透过检偏振镜的光强之间的关系	23
§ 2-2 透过起偏振镜的光强	24
§ 2-3 马吕斯定律	28
§ 2-4 部分偏振光	29
第三章 自然界中光的偏振化现象	32
§ 3-1 由反射和折射所引起的偏振现象	32
§ 3-2 由双折射所引起的偏振现象	37
§ 3-3 由散射所引起的偏振现象	44
第四章 直线偏振光的起(检)偏振镜及其制法	46
§ 4-1 反射光镜	46
§ 4-2 玻片堆	48
§ 4-3 尼科耳棱镜	50
§ 4-4 洛匈棱镜与渥拉斯顿棱镜	54
§ 4-5 电气石	56
§ 4-6 海拉柏斯晶和 J -人造偏振片	58
§ 4-7 H -人造偏振片和 K -人造偏振片	61
§ 4-8 散射型人造偏振片	63
第五章 圆偏振光与椭圆偏振光	65
§ 5-1 波片	65
§ 5-2 全波片、半波片和 $1/4$ 波片	67

§ 5-3 全波片与半波片的作用	68
§ 5-4 圆偏振光	72
§ 5-5 椭圆偏振光	74
§ 5-6 波片的制法	77
§ 5-7 自然光与各种偏振光的鉴别法	78
第六章 偏振光的干涉	80
§ 6-1 菲涅耳-阿喇果定律	80
§ 6-2 偏振光的干涉	84
§ 6-3 在平行的直綫偏振光照射下的薄晶片	86
§ 6-4 在会聚或发散的直綫偏振光照射下的薄晶片	90
§ 6-5 人为的双折射现象	93
第七章 物质的旋光性	100
§ 7-1 物质的旋光性	100
§ 7-2 旋光色散	102
§ 7-3 物质的旋光率	104
§ 7-4 旋光理論	107
§ 7-5 物质的磁旋光性——法拉第效应	111
第八章 偏振光的应用	113
§ 8-1 偏振太阳眼鏡	113
§ 8-2 偏振望遠鏡	115
§ 8-3 車、船和飞机上的偏振窗	116
§ 8-4 照相机上用的偏振滤光片	116
§ 8-5 偏振光台灯和无炫照明	118
§ 8-6 汽車前灯的避炫装置	119
§ 8-7 立体图片与立体电影	121
§ 8-8 偏振光度計	123
§ 8-9 偏振光显微鏡与偏振仪	124
§ 8-10 織物檢驗鏡	126
§ 8-11 光測彈性仪	127
§ 8-12 克尔盒	130
§ 8-13 偏振計与糖量計	132
§ 8-14 偏振光与其他科学技术部門的关系	134

第一章 光的一些基本性质

§1-1 引言

人类对于光的本性的認識曾經經歷过一段十分艰辛曲折而又漫长的道路。

最初,古希腊的一些哲学家以为光有些象某些动物的“触须”,它从人的眼睛里射出来,当它“触”到物体时,人就看見了这个物体。这种說法后来被德膜克利特和亚里士多德等哲学家否定了;他們根据“人在黑暗中看不見物体”的事实,肯定光不是从眼睛里射出去,而是自物体向观察者的眼睛射来的。可是,由于受社会生产力水平的限制,当时对于光的本性的認識,只是停留在臆想的阶段,还没有完整的科学假說。

光的本性是物理光学的内容,后者作为一門独立的学科出現还是十七世紀以后的事。

在十七世紀末期,牛頓从机械論观点总結了光的直进和在两种介质界面上的反射、折射等現象的規律,提出了一种假說,认为光是由发光物体射出的一种彈性微粒流,光的反射和折射現象是这些物质微粒与介质界面相互作用的結果。这就是所謂“光的微粒說”。

在牛頓提出“微粒說”的同一时代,荷兰物理学家惠更斯却創立了一种与“微粒說”相对立的学說,他把光看作是在一种叫做以太的彈性介质中傳播的波。这种假說就叫做“光的波动說”。

由于惠更斯所提出的“波动說”本身还存在許多严重的缺点,而同时“微粒說”的創始者牛頓当时在物理学界中享有很高的威望,故在两种学說不断尖銳論战的前一百年間,“微粒說”一直占有着統治地位。

直到十九世紀初，楊氏及菲涅耳等人對干涉、衍射現象作了深入的研究，特別是1818年，菲涅耳應法國科學院關於“衍射”征文的那篇著名的論文發表之後（在那篇論文中，他以波動概念十分圓滿地解釋了“衍射”和“光的直進”等現象），“波動說”才逐漸被當代一些大科學家象阿喇果、拉普拉斯、畢奧及泊松等人所接受。

在實踐中“波動說”一次又一次地得到了改正與充實；其中，光的偏振現象的發現對“波動說”的功績是不容抹煞的。對光的偏振性質的研究，使人們糾正了過去把光當作“縱波”的錯誤觀點，從而大大地加強與充實了“波動說”的基礎。

菲涅耳與阿喇果等人按照光是“橫波”的概念，從理論上預言了發生偏振光干涉的各種條件；楊氏又在偏振光干涉的實驗中証明了光的“橫波”性；此外，菲涅耳用同一概念圓滿地解釋衍射與雙折射現象，建立了圓偏振光、橢圓偏振光與旋光等理論……這一切都顯示出“波動說”的正確性。

到1850年，傅科測得光在液體中的速度小於光在真空中的速度，正好和“微粒說”預期的結果相反，而與“波動說”的推論相合，才最終確定了“波動說”在光的本性理論中的地位。

“波動說”在對微粒說的鬥爭中終於取得了勝利，然而在波動說中也仍然存在著難以克服的內在矛盾：例如“波動說中假設光乃是在以太這種連續介質中傳播的機械彈性振動，根據光傳播的巨大速度必須假設以太介質具有異常大的切變模量和異常小的密度，而以太介質的這種特性卻是不可思議的。

在十九世紀末，麥克斯韋和赫茲分別從理論和實驗上令人信服地証明了光的電磁本性，原來光是一種形式的電磁波，而不是機械彈性波。於是光的電磁理論就替代了原來的“波動說”。

在十九世紀末二十世紀初，斯托列托夫與愛因斯坦等人在有關光和物質相互作用的現象中（例如光電效應和康普頓效應等），發現了光具有粒子性，即可以認為光是由一顆顆叫做“光子”的物質粒子組成的。應該指出，“光子理論”並不是牛頓“微粒說”的復活，因為光子並不是牛頓所指的那種彈性微粒，而是物質的一種特

殊存在形式,“光子理論”本质上是不同于牛頓的“微粒說”的。

現代物理学既把光看作是一种电磁波,又把光看作是由光子組成的。即光既具有波动性,又具有粒子性。

§ 1-2 振 动 方 程

其实,光的反射、折射、干涉、衍射(光的直綫傳播)和偏振,以及光与物质相互作用的某些現象,如吸收、散射和色散等,单用光的电磁理論就能够解釋清楚,而毋須考虑光的另一种属性(粒子性)。因此,在討論有关偏振光的各种問題时,我們也只从电磁波的理論出发。

电磁波的形状是肉眼看不見的。可是,丢一块石子到湖里去,水面上所产生的波紋;輕輕地压縮一下彈簧,再輕輕地拉一下彈簧所形成的波动却是大家非常熟悉的。从这些看得見的“波”,就很容易說明振动和波动的“波长”、“頻率”、“振幅”与“位相”等概念的意义。

一列波中,两相邻顶点之間的距离称为**波长**,通常用 λ 来表示。如图 1-1(a)所示,水波的波长是两相邻波峰(点 P)或两相邻

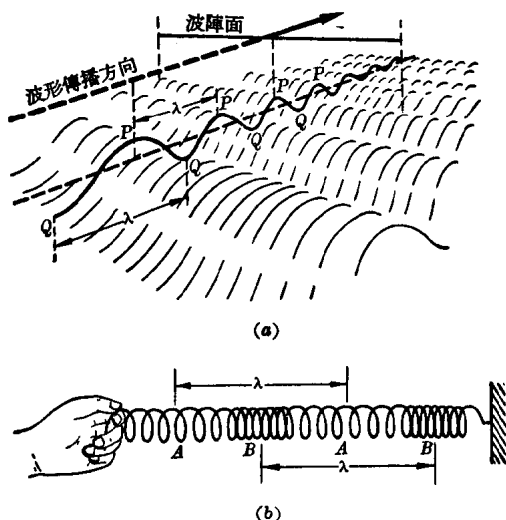


图 1-1 水波与彈簧內纵波的波长

波谷(点 Q) 之间的距离;如图 1-1(b) 所示,弹簧内纵波的波长是两相邻疏部中心(点 A) 或两相邻密部中心(点 B) 之间的距离。

波源在 1 秒钟内振动的次数称作这个波的**频率**(或**周率**), 通常用 f 来表示。如用 2π 秒作为时间单位, 则得到 $\omega = 2\pi f$, 它叫做**圆频率**。频率的倒数叫做**周期**, 用 T 表示。它表示波源每完成一次全振动所需要的时间, 即表示波源每发出完整的一个波所需要的时间。

因此, 当一个波离开波源被发射出来时, 如果波源的发射是连续的, 那末经过一秒钟后, 波源已连续发出 f 个同样的波。这样, 第一个波的前端和波源中间隔着 f 个波; 所以, 它的前端离波源的距离应该等于这 f 个波接起来的长度“ $f\lambda$ ”。这就是一个波在一秒钟内所跑过的路程, 称为**波速**; 若用 v 来表示, 则得

$$\begin{aligned} v &= f\lambda \\ &= \lambda/T, \end{aligned} \quad (1)$$

或

$$v = \omega\lambda/2\pi.$$

如果仔细观察这些机械波波列上的任一点, 便可以发现, 每一点都各自在它自己的平衡位置附近往复地振动着; 每一点都时而为波峰, 时而处在平衡位置, 又时而为波谷……当它正好成为波峰或波谷时(如图 1-1(a) 中的 P 点及 Q 点), 它离开自己平衡位置的位移达到了最大值, 这时的位移就称作**振幅**, 它通常用 a 来表示。

显然, 同一波列上所有各点的状态都在作着周期性变化; 例如, 图 1-1(a) 中的波峰 P (或波谷 Q), 每过半个周期($T/2$), 便将越过平衡位置一次变成波谷(或波峰); 对波列上任一选定的点来讲, 它的位移(以 y 表示) 只在 $+a$ 到 $-a$ 的范围内往复周期地变化着, 用数学式表示, 则为

$$\begin{aligned} y &= a \cos\left(\frac{2\pi}{T} t + \theta\right) \\ &= a \cos(2\pi f t + \theta) \\ &= a \cos(\omega t + \theta), \end{aligned}$$

或

$$y = a \cos \varphi. \quad (2)$$

其中, 角度 θ 叫做这个振动点的**初位相**, 它决定了我們开始計算时刻 (即 $t=0$ 时) 这点位移的大小 ($y=a \cos \theta$); 而 $\varphi = (\omega t + \theta)$ 則确定了在經歷時間 t 后, 这一点的瞬时位移, 它称为該振动点在此时刻所具有的**位相**.

从式中可以看出, 位相 φ 每改变 $\pm 2\pi$ 或 $\pm 2\pi$ 的整数倍时 (用“弧度”为单位), 任何一点的位移就正好回复到初始时刻的大小.

如果知道了一个振动点的振幅、頻率 (或圓頻率, 或周期) 和初相, 就能利用这个式子算出該点在任何时刻离开平衡位置的距离.

式 (2) 就叫做該振动点的**振动方程式**.

§1-3 波动方程

假使我們不是观察单独一个振动点, 而是同时观察波列上无数个振动点. 那么, 从波形可知, 各个点在同一时刻的位移是互不相同的.

然而, 在同一波列上, 每相隔一个或若干个波长的那些点, 例如如图 1-1(a) 中的 P 点 (或 Q 点), 它們的位移 (离开各自平衡位置的距离) 始終相同. 这就是說, 用来概括整个波列上一切振动点运动規律的数学表达式應該是以 λ 为周期的周期函数.

設波的傳播方向与 X 軸方向一致 (如图 1-2 所示), 則当波沿波列傳播时, 要經過一个周期的時間才能向前推移一个波长的距离; 波列上某点 R 的位相比它后面的点 R' (R 、 R' 相距一个波长)

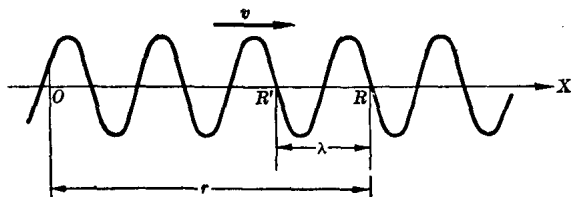


图 1-2

的位相落后 2π ; 設 R 点距 O 点为 r , 則 R 点的位相应比 O 点的位相落后

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda}r. \quad (3)$$

因此, 若以 θ 表示 O 点的初位相, R 点的初位相就应该等于 $\theta - \frac{2\pi}{\lambda}r$; 这样一来, R 点的振动方程就可写成

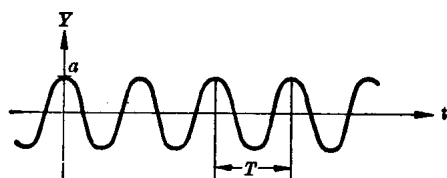
$$y = a \cos \left[\omega t + \left(\theta - \frac{2\pi}{\lambda}r \right) \right], \quad (4)$$

或 $y = a \cos \varphi'.$

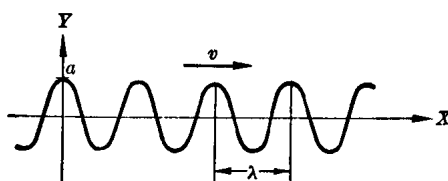
我們又得到了与式(2)形式完全相同的表达式(其中, φ' 是 R 点振动的位相)。

初看起来, 这似乎仍然是一个振动点的振动方程, 但是, 实际上由于这个点 R 的位置是任意的 (r 的数值是任意的), 所以这个方程就不再是描述某一振动点的振动方程, 而是描述整个波列上所有点的**波动方程**。根据这个式子, 我們便能确定波列上所有点在同一时刻的位移, 从而画出該时刻的波形。

在波动方程式(4)中, 如果 r 为定值, 即我們考察波列上某一定点的运动情况, 則 $y = a \cos (\omega t + \theta')$, 其中 $\theta' = \theta - \frac{2\pi}{\lambda}r$ 是常



(a) 一个振动质点在不同时刻的振动状态



(b) 某一时刻整个波列上各质点的振动状态

图 1-3

数,于是波动方程就成为振动方程了,它可以描述该质点在不同时刻的振动状态(见图 1-3(a)). 如果要研究某一时刻波列上各质点的振动状态,那只要令 t 为定值就可以了. 图 1-3(b) 就表示某时刻波列上各质点的振动状态.

§ 1-4 波的迭加与干涉

如果有两列或几列波在空间某个区域内相遇,这区域内各点的振动状态显然就由这数列波的波动方程共同决定,这个现象就称为**波的迭加**.

为简便起见,我们只谈谈频率始终相同的两列波的迭加现象,而且只讨论当它们振动方向一致(即假定位移可同样用 y 表示)和振动方向相互垂直(即位移应分别以两个直角坐标,例如 y 与 z 来表示)的两种情况.

1. 振动方向一致的两列波的迭加

如图 1-4 所示,设有圆频率同为 ω 、振动方向都与 Y 轴方向一致而振幅分别为 a_1 及 a_2 的两列波在空间 R 点相遇. 其中一个波在 R 点所引起振动的位移 y_1 应为

$$y_1 = a_1 \cos(\omega t + \theta_1), \quad (5)$$

而另一个波在 R 点的振动方程为

$$y_2 = a_2 \cos(\omega t + \theta_2). \quad (5')$$

其中, θ_1 与 θ_2 是为两个波各自决定的 R 点振动的初相.

显然,在时刻 t , R 点的瞬时位移既非 y_1 又非 y_2 , 而是

$$y = y_1 + y_2. \quad (6)$$

从数学上知道,式(6)的运算结果一定能化为下列形式

$$y = a \cos(\omega t + \theta), \quad (7)$$

其中, a 就是两列波在 R 点的合振幅, θ 则为 R 点振动的初位相.

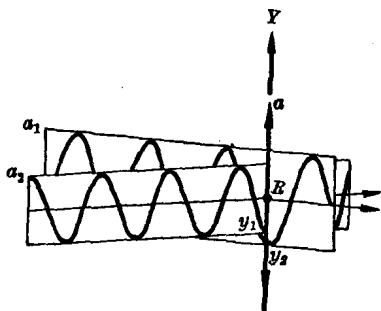


图 1-4 振动方向一致的两列波的迭加

而(7)又能展开成

$$y = a \cos \omega t \cos \theta - a \sin \omega t \sin \theta \quad (7')$$

的形式.

另一方面,我们将式(5)及(5')代入式(6)进行运算,则得到

$$\begin{aligned} y &= a_1 \cos(\omega t + \theta_1) + a_2 \cos(\omega t + \theta_2) \\ &= a_1 \cos \omega t \cos \theta_1 - a_1 \sin \omega t \sin \theta_1 \\ &\quad + a_2 \cos \omega t \cos \theta_2 - a_2 \sin \omega t \sin \theta_2, \end{aligned}$$

或

$$\begin{aligned} y &= (a_1 \cos \theta_1 + a_2 \cos \theta_2) \cos \omega t \\ &\quad - (a_1 \sin \theta_1 + a_2 \sin \theta_2) \sin \omega t. \end{aligned} \quad (8)$$

将式(8)与式(7')对照,可知

$$\left. \begin{aligned} a \cos \theta &= a_1 \cos \theta_1 + a_2 \cos \theta_2, \\ a \sin \theta &= a_1 \sin \theta_1 + a_2 \sin \theta_2. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

将上二式各自平方后相加,即得

$$\begin{aligned} a^2 \cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta &= (a_1 \cos \theta_1 + a_2 \cos \theta_2)^2 + (a_1 \sin \theta_1 + a_2 \sin \theta_2)^2 \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\theta_2 - \theta_1), \end{aligned}$$

由此可得, R 点振动的合振幅 a 为

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\theta_2 - \theta_1)}. \quad (10)$$

如果将式(9)中两式相除,则可求出这两列波在 R 点迭加后, R 点振动的初位相

$$\theta = \tan^{-1} \frac{a_1 \sin \theta_1 + a_2 \sin \theta_2}{a_1 \cos \theta_1 + a_2 \cos \theta_2}. \quad (11)$$

由式(10)可见, R 点的合振幅不仅取决于 a_1 和 a_2 , 还与 $\theta_2 - \theta_1$ 的数值有关. 下面我们就分两种情况来加以讨论:

1) 位相差 $(\theta_2 - \theta_1)$ 具有恒定值

不论 $(\theta_2 - \theta_1)$ 等于多少, 只要它具有定值, 合振幅 a 便可以得到一个完全肯定的答案. 由于波在同一种介质中的相对强度与振幅平方成正比, 因此在 R 点波的强度也是恒定的. 这种迭加现象, 就叫做**波的干涉**; 这些波则称为是彼此相干的波.

若两相干波在点 R 的位相差刚好是零 (或 $\pm 2\pi$ 的整数倍),

則由于 $\cos(\theta_2 - \theta_1) = +1$, 合振幅 a 将等于 $a_1 + a_2$, 此时 a 最大 (波的强度自然也最大), 这就叫作**相长干涉**. 若位相差为 $\pm\pi$ (或 $\pm\pi$ 的奇数倍), $\cos(\theta_2 - \theta_1) = -1$, 則 a 将等于 $|a_1 - a_2|$, 合振幅最小 (即波的强度最弱), 这就叫做**相消干涉**. 而当位相差为其他的定值时, 相干波在該点的合振幅将为 $|a_1 - a_2| \rightarrow |a_1 + a_2|$ 之間的某个定值.

2) 位相差 $(\theta_2 - \theta_1)$ 不恒定

如果两列波在迭加区域中各点的位相差随时在变化, 則它們彼此是非相干的.

由于位相差极其迅速而无規則地改变着, 則在我們进行观察的时间內, 在統計意义上, 它将同等可能地取从零到 2π 之間的一切数值, 因此 $\cos(\theta_2 - \theta_1)$ 在这一段时间內的平均值为零, 合振幅 a 应该等于

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2} \quad (12)$$

(这个結果可以推广到任意多个非相干波合成的情况). 式(12)表明, 振动方向一致的非相干波迭加以后, 合振幅的平方为各个振幅的平方和. 也就是說, 在迭加区域的任意一点上合成波的强度等于各列波的强度之和; 而对两相干波来讲, 却只有在位相差为 $\pm\pi/2$ 的点上合成波的强度才等于两列波的强度之和.

2. 振动方向相互垂直的两列波的迭加

假使在 R 点相遇的两列波的振动方向互成直角, 如图 1-5 所

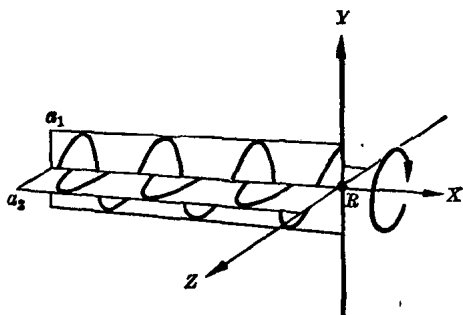


图 1-5 振动方向相互垂直的两列波的迭加

示, 它们在 R 点所产生的位移分别为

$$y = a_1 \cos(\omega t + \theta_1), \quad (13)$$

和

$$z = a_2 \cos(\omega t + \theta_2). \quad (13')$$

由于, y 与 z 的方向不在同一直线上, 所以 R 点的合位移不能再由这两个位移的代数和求得. 显然, 一列波企图使 R 点沿着 Y 轴方向振动, 而另一列波却同时在迫使 R 点沿 Z 轴方向振动, R 点合运动的轨迹便应该处于 YZ 平面上.

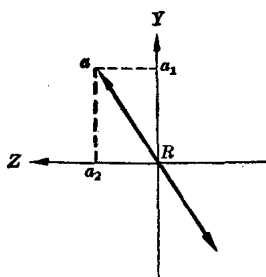
我们先将上两式中和角的余弦展开, 然后通过一些简单的运算消去含 t 的项以后, 便可以得到

$$\frac{y^2}{a_1^2} + \frac{z^2}{a_2^2} - 2 \cdot \frac{y}{a_1} \cdot \frac{z}{a_2} \cos(\theta_2 - \theta_1) = \sin^2(\theta_2 - \theta_1), \quad (14)$$

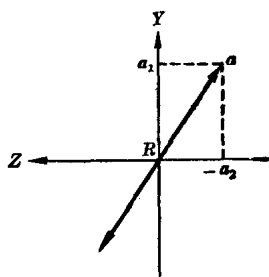
可以看出, 这是个椭圆方程式, a_1 与 a_2 分别为它的长半轴和短半轴. 也就是说, R 点将绕着平衡位置作周期性 (周期 T 仍等于 $2\pi/\omega$) 的椭圆运动.

1) 位相差 $(\theta_2 - \theta_1)$ 具有恒定值

在振动方向不一致的情况下, 即使位相差恒定的两列波也不可能发生干涉现象. 它们迭加的结果, 一般地都是一种椭圆振动; 只有在特殊条件下, 当 $\theta_2 - \theta_1$ 正好等于零或 $\pm 2\pi$ 的整数倍 (即两波到达 R 点时的位相相同), 以及等于 $\pm\pi$ 的奇数倍 (即两波到达 R 点时位相刚好相反) 时, 式 (14) 才变成直线方程式



(a) 位相差 $= 0$ 或 2π



(b) 位相差 $= \pi$

图 1-6

与

$$a_2 y = a_1 z \quad (15)$$

$$a_2 y = -a_1 z. \quad (15')$$

如图 1-6 所示, 这时, R 点的合振动是通过平衡位置的直线振动 (合振幅 $a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$).

而在 $a_1 = a_2$ 、位相差等于 $\pm \frac{\pi}{2}$ 的奇数倍时, 方程式 (14)

变成圆方程式,

$$y^2 + z^2 = a_1^2. \quad (16)$$

这就是说, R 点的合振动将是
以 a_1 为半径的圆振动 (见图 1-7).

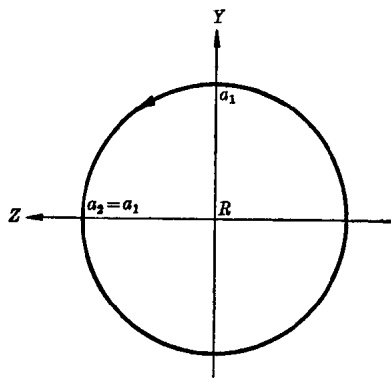


图 1-7

由此可以看出, 直线振动
与圆振动其实只是椭圆振动的两种特殊形式而已.

2) 位相差 $(\theta_2 - \theta_1)$ 不恒定

当位相差无规则地不断地变化时, 也就是两列振动方向垂直的非相干波相遇时, 从式 (14) 可知, 合振动将是无限多个方位极不恒定的椭圆振动, 而不可能得到一种定向的直线振动, 也不会合成为圆振动或具有恒定方位的椭圆振动.

§ 1-5 电 磁 波

前面三节所讨论的振动与波动的性质对任何波都是同样适合的, 自然对电磁波也不例外.

电磁波是在相互垂直的方向上振动的电场和磁场向空间的传播. 但电场与磁场是眼睛看不见、皮肤感触不到的特殊物质, 所以由它们的振动所形成的波的“形状”也是看不见的. 当然, 为了便于说明, 我们仍不妨借用象图 1-8 那样的机械形象来表示它们. 图中的 O 是电磁波的传播方向, E 代表电场矢量, H 代表磁场矢量; 矢量的方向分别表示各点的电场与磁场振动方向, 矢量长短则是它们的强度.

所謂電場與磁場的振動，其實就是指它們的方向和強度在周期地變化；而某一位置上的電場（或磁場）的方向，則是指當我們把一個帶正電的物體（或磁鐵的 N 極）放在這一點時，它將受到向著這個方向電場力（或磁場力）的作用。

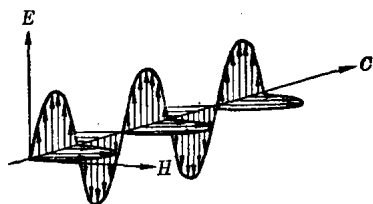


圖 1-8

從電磁理論與實驗知道：電磁波波列上任意一點都必須同時具有電場及磁場兩種振動，兩種振動的位相相同、方向則相互垂直

（ E 、 H 及傳播方向 C 三者都彼此垂直，而且符合烏莫夫-坡印亭矢量的右手螺旋法則）；至於同一点的電場與磁場的振幅，在適當选取 E 與 H 的單位時，也是彼此相等的。（一般地講，兩者的關係為： $\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H$ ，其中 ϵ 及 μ 分別為介質的介電常數與磁導率。）只要將前幾節中所討論的機械位移理解為電場或磁場強度的瞬時值，振幅 a 看作是電場強度或磁場強度的極大值，則上面三節中的一切關係式便照樣可用來描述電磁波，於是，電磁波波列上某一點的振動方程式或整個波列的波動方程式，便可以分別寫為

$$E = a \cos(\omega t + \theta) = a \cos \varphi, \quad (17)$$

$$H = a \cos(\omega t + \theta) = a \cos \varphi. \quad (17')$$

式中的 E 和 H 的位相始終相同，方向始終相互垂直；這樣，今後在討論電磁波動時，只要討論電矢量 E 的振動就可以了。

同樣，式(1)對電磁波也依然適用；不過，電磁波的傳播速度特別快。在真空中，一切電磁波的傳播速度都相同，通常用 c 來表示，根據實驗測定， c 的數值約為

$$c = 2.99793 \times 10^{10} \text{ 厘米/秒}.$$

即每秒钟大約能跑 30 萬公里。在空氣及其他介質中，電磁波的傳播速度比它在真空中的速度慢一些。不過，在空氣中和在真空中的速度彼此相差極小，因此通常就近似地把它們當作是相等的；在不同的介質中，同一種波長電磁波的傳播速度也是不一樣的。

平常我們所講的“光”就是波長在某一定範圍之內的電磁波，

所以,电磁波的波动方程对光也是适用的。

§ 1-6 可 見 光

上一节中我們討論了电磁波的波动方程,并且知道光(即我們通常可以看見的光)是波长在一定範圍內的电磁波,于是我們要問:为什么超出这个範圍內的电磁波我們就看不見了呢?例如,广播电台发送出来的无线电波,能通过收音机的調諧把它接收下来,人眼却看不見。

要了解人眼的机能与它所能感受的光波範圍,只要看看那些早期的,或者质量較差的收音机就可以了。当我们使用这种收音机时,如果将指针对准 760 千周那条刻度上,我們收到的除了这一个电台所发送来的电磁波外,往往还同时夹杂着許多与 760 千周相邻近的杂音。这就是說,一架选择性不高的收音机,在指针調諧到某一点时,它所接收到的并不是一种頻率的电磁波;而是在这个頻率附近、相当寬广範圍內的各种頻率的电磁波。

人的眼睛有点类似这种具有寬闊調諧帶的“收音机”;凡是在这一个調諧範圍以內的电磁波,它都能接收到。当然,对于眼睛來說,这个調諧範圍應該是愈寬愈好,它的選擇性倒是无关紧要的。

根据实验結果知道,通常人眼最敏感的光是在真空或空气中波长等于 0.000055 厘米(或写作 5,500 埃^①),或頻率等于 5.45×10^{14} 赫茲的电磁波;这是一种呈黄綠色的光(如果光很弱,人眼感觉最灵敏的波长还要短些)。从这种光波开始将波长逐渐改变,眼睛的接收能力便也跟着逐渐地下降;当电磁波长减小到只有 0.00004 厘米,或增加到 0.00008 厘米左右时,人的眼

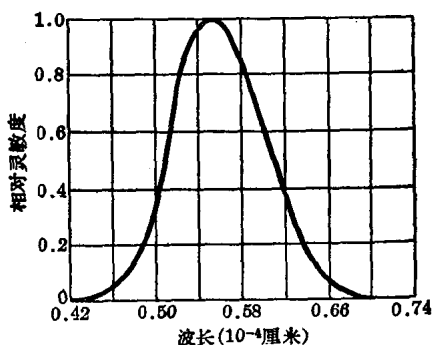


图 1-9 眼睛的視見曲綫

① 埃为一种非常微小的长度单位, 1 埃 = 10^{-8} 厘米 = 10^{-10} 米。