



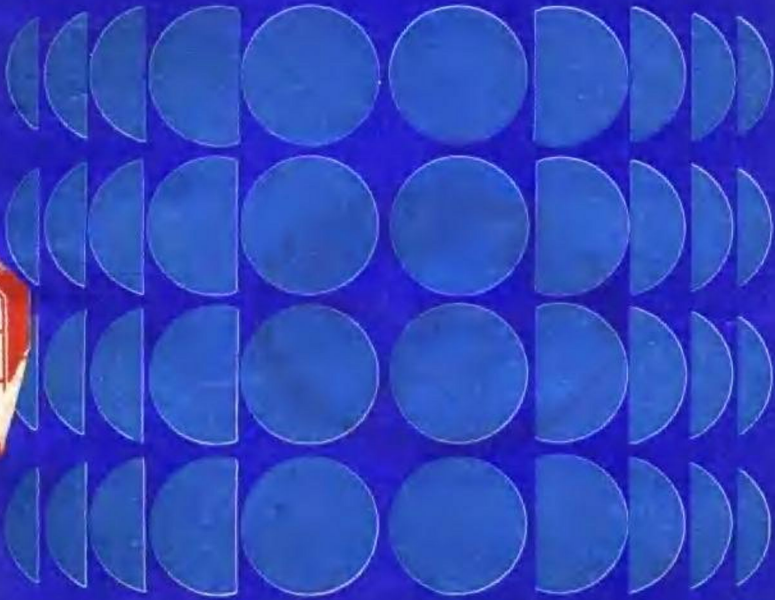
---

# 光学学习指导



● 普通物理  
● 辽宁教育出版社

---



· 普通物理 ·

# 光学学习指导

赵景员 杨仲者 主编

潘维济 汤玉梅 编著

辽宁教育出版社

1987年·沈阳

• 普通物理 •

**光学学习指导**

赵景员 杨仲奢 主编

潘维济 汤玉梅 编著

---

辽宁教育出版社出版 辽宁省新华书店发行  
(沈阳市南京街6段1里2号) 沈阳市第一印刷厂印刷

---

字数: 168,000 开本:  $787 \times 1092 \frac{1}{2}$  印张  $7\frac{3}{4}$

印数: 1—2,285

1987年10月第1版 1987年10月第1次印刷

---

责任编辑: 王越男

责任校对: 王恩起

封面设计: 谭成荫

插图: 韩梅

---

统一书号: 7371·412

定价: 1.30元

ISBN 7-5382-0000-2

# 前 言

本书是为工科大学及非物理系理科各专业学生学习普通物理课程的参考读物；并适用于职大、电大、函大和自学的读者，也可作为青年物理教师参考资料。本书计有力学、热学、电学、光学和近代物理五个分册，可以独立使用，各册间也有内在联系。

本书编写目的在于起到指导学习的作用。编写方法是选择教材中的重点、难点，先进行概念上的分析与讨论，再通过例题加深理解。作者常从不同于一般教材的侧面来综合地研讨问题，庶能启迪思维、诱导探索。为此，本书各册每章都分为：“学习要点”、“内容分析”、“解题指导”和“习题”四个层次，引导读者逐步深入。

作者是在南开大学和天津大学多年教学经验的基础上，将累积的心得体会经过提炼后写成本书的。为了适应力、热、电、光和近代物理等不同物理内容的要求，各分册在编写上各具特点。

**主编 赵景员 杨仲書**

一九八六年十月

# 目 录

第一章 光波	1
学习要点	1
内容分析	2
解题指导	14
习 题	24
第二章 反射和透射	30
学习要点	30
内容分析	31
解题指导	44
习 题	56
第三章 光的干涉	61
学习要点	61
内容分析	62
解题指导	81
习 题	91
第四章 光的衍射	100
学习要点	100
内容分析	101
解题指导	120
习 题	130

第五章 光的偏振	136
学习要点	136
内容分析	137
解题指导	152
习 题	163
第六章 量子光学	168
学习要点	169
内容分析	169
解题指导	184
习 题	190
答案和提示	195
第一章	195
第二章	204
第三章	210
第四章	218
第五章	226
第六章	234
附录一 常用物理常数	239
附录二 折射率数值	240
附录三 波长值	240

# 第一章 光 波

按光学的发展史，光学可分为几何光学、波动光学和量子光学三部分，其中波动光学不论在理论和当今的应用上，都占据重要地位。干涉、衍射和偏振是波动光学中的主要课题。本章和下一章所讨论的内容是波动光学最根本的基础，是非常重要的。

## 学 习 要 点

1. 彻底掌握光波在介质中的传播速率、介质折射率和光程的物理意义及其表达式。
2. 深入理解平面简谐光波场的时间、空间特性，以及描述平面简谐光波的数学表达式中各项参数的物理意义。
3. 学会用振幅矢量图解法来表示光波的电振动，并能熟练地用来解决同频率、振动方向相同的几束光波的叠加问题。
4. 牢固地掌握光强的概念和计算相对光强的方法。
5. 了解光波单色性的意义以及如何描述光波的单色性。
6. 彻底掌握两个频率相同、有一定位相关系、振动方向互相垂直的简谐振动叠加规律。
7. 理解光波三类偏振态。

# 内 容 分 析

## 1. 介质中的光速和折射率

按波动方程可知，电磁波在真空中的传播速率为

$$c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}, \quad (1.1)$$

其中 $\epsilon_0$ 和 $\mu_0$ 分别是真空的介电常数和磁导率。将 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ 法/米、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨/米代入上式，得 $c = 3.00 \times 10^8$ 米/秒。这个数值恰恰和光在真空中的传播速率相同，故而麦克斯韦确认光是一种电磁波。可见光是真空中波长 $\lambda$ 从 $0.40\mu$ 到 $0.75\mu$ 范围内的电磁波，其相应振动频率 $\gamma = c/\lambda$ 的范围是 $(7.5 - 4.0) \times 10^{14}$ 赫。\*

光波进入某一介质后，在介质中的传播速率为

$$v = (\epsilon \mu)^{-1/2}, \quad (1.2)$$

其中 $\epsilon$ 和 $\mu$ 分别是该介质的介电常数和磁导率。我们定义介质的折射率 $n = c/v$ ，则据以上二式，有

$$n = \frac{c}{v} = \left( \frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0} \right)^{1/2} = (\epsilon_r \mu_r)^{1/2},$$

式中 $\epsilon_r$ 和 $\mu_r$ 是该介质的相对介电常数和相对磁导率。对于绝大多数透明光学介质，如水、酒精、玻璃等，其 $\mu_r = \mu/\mu_0 \approx 1$ ，故有

$$n = \sqrt{\epsilon_r}. \quad (1.3)$$

由于真空的介电常数 $\epsilon_0$ 数值最小，故 $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ 大于1，即 $n > 1$ \*\*，光在真空中的速率 $c$ 最大。

值得指出，折射率 $n$ 是光波频率的函数，即不同频率的

\* 微米 $\mu = 10^{-6}$ 米，赫兹Hz就是秒 $^{-1}$ 。

\*\* 对于频率极高、波长更短的电磁波，如X射线，也存在 $n < 1$ 的情况。



光波在同一介质中有不同的传播速率，这就是形成所谓色散的原因。对于一般透明气体， $\epsilon_r$ 不随频率 $\nu$ 而变且近似为1，故一般透明气体的色散作用可以忽略。

频率为 $\nu$ 的光波从空气中进入折射率为 $n$ 的介质中后，其振动频率 $\nu$ 不变，故可算得光波在介质中的波长为

$$\lambda_n = v/\nu = c/n\nu = \lambda/n, \quad (1.4)$$

即介质中波长 $\lambda_n$ 将缩短成真空中波长 $\lambda$ 的 $n^{-1}$ 倍。

光波以不同频率的电振动刺激人眼视觉神经，就会使人产生不同的色感。表1—1中列出了不同色感所对应的光波频率范围和真空（或空气）中的波长范围。当然，这些范围的数字限不会是很严格的。

表 1—1

色 感	红	橙	黄	绿	青	蓝	紫
$\nu(\times 10^{14}$ 赫)	4.00	4.76	5.00	5.26	6.00	6.67	7.00 7.50
$\lambda(\times 10^{-6}$ 米)	0.75	0.63	0.60	0.57	0.50	0.45	0.43 0.40

## 2. 光程

折射率为 $n$ 的均匀介质中有两个相距 $d$ 的两点A和B，光由A到B必定是按直线行迹进行的。我们定义A、B之间的光程为

$$[AB] = nd,$$

即光程是折射率 $n$ 和几何距离 $d$ 的乘积。由于

$$nd = (c/v)d = c(d/v) = c \cdot \Delta t,$$

而 $\Delta t$ 正是光波在介质中由A传播到B所用的时间，所以光程的物理意义是：光用由A到B所需的时间 $\Delta t$ ，在真空中传播的距离。这样，我们可以将不同折射率介质中的不同距离全部折算到真空中去，以比较它们光程的大小，从而决定它们之

间的光程差,这在计算第三章中的干涉光强时是非常重要的

### 3. 光波的数学描述

凡是光波存在的空间,其中每一位置上都伴有电场和磁场强度的极快变化,电场强度值和磁场强度值都在作同步的高频振动。习惯上我们总是用电场强度 $E$ 的振动来代表光振动。所有的振动形式以简谐振动为最简单,并且复杂的振动总可以用许多不同频率、不同振幅的简谐振动的组合来代替,因此这里只是讨论最简单的平面简谐光波场的特性。所谓平面波场指的是波场中位相相等的点的轨迹是平面。我们的目的是要了解平面简谐光波场中任意一点于任一时刻的电振动值,这就求助于波动方程。

#### 1) 波动方程和波场的时、空特性

图1—1中示出了在均匀透明介质(折射率为 $n$ )中沿 $z$ 方向以速率 $v$ 传播的平面简谐光波场,光波的频率为 $\gamma$ 。在场中任选一点 $O$ 作为原点,设在任选的 $t=0$ 时刻, $O$ 处电场强度的振动值为

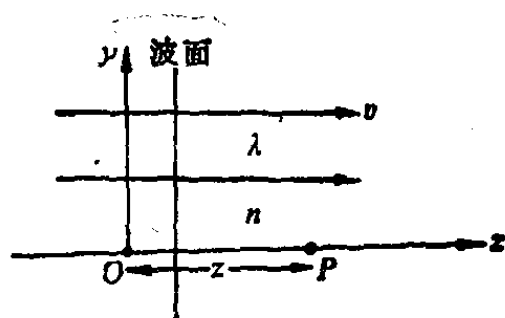


图 1—1

$$E = A \cos \phi_0,$$

式中 $A$ 是大于零的振幅,也是最大的振动值; $\phi_0$ 称作 $O$ 处于 $t=0$ 时的初位相。显然,振幅 $A$ 和振动值 $E$ 都是电场强度,单位是伏/米。当 $t=t$ 时刻, $O$ 处的电振动应是

$$E_t = A \cos(2\pi\gamma t + \phi_0) = A \cos(\omega t + \phi_0).$$

这里频率 $\gamma$ 是每秒的振动次数, $\omega = 2\pi\gamma$ 是光波圆频率,即每秒所增加的位相。

现在来考察沿传播方向离原点 $O$ 有 $z$ 距离远处的 $P$ 点(见

图1—1) 于t时刻的振动情况。众所周知，O处振动情况经 $(z/v)$ 秒后将传播到P，即P处t时刻的振动值是和O处 $[t - (z/v)]$ 时刻的振动值相等。故P处t时刻振动值为

$$\begin{aligned}
 E_{pt} &= A \cos \left[ 2\pi \gamma \left( t - \frac{z}{v} \right) + \phi_0 \right] \\
 &= A \cos \left[ \omega t - 2\pi \frac{\gamma}{v} z + \phi_0 \right] \\
 &= A \cos \left[ \omega t - 2\pi \frac{z}{\lambda_n} + \phi_0 \right] \\
 &= A \cos(\omega t - 2\pi f_n z + \phi_0) = A \cos(\omega t - k_n z + \phi_0) \\
 &= A \cos(\omega t - knz + \phi_0). \quad (1.5)
 \end{aligned}$$

式中引用了 $\lambda_n = \gamma/v$ 是介质中波长； $f_n = 1/\lambda_n$ 是介质中单位长度内包含波长 $\lambda_n$ 的个数，称作介质中的波数； $k_n = 2\pi f_n$ 称作介质中的圆波数； $nz$ 是OP间的光程； $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f$ 是真空（或空气）中的光波圆波数。

从式(1.5)看，P处和O处的振幅都是A，说明介质是透明的，光在传播过程中能量并未损失。式(1.5)还说明某一任意t时刻波场中等位相面是垂直于传播方向的 $z = \text{常数}$ 的平面，因为位相 $(\omega t - knz + \phi_0) = \text{常数}$ ，就意味着 $z = \text{常数}$ 。位相 $(\omega t - knz + \phi_0)$ 项中时间变量t和空间变量z前面的符号一正一负，这说明场中某一固定点的位相随时间的推移而变大；波场中某一固定时刻，z值大的点其位相必小于（即落后于）z值小的点。显然，时间圆频率 $\omega$ 是场中各点每过一秒后的位相增加量；空间圆频率（即空间圆波数） $k_n = nk$ 是场中每隔一米后点较前点的位相落后量。这里明显地显示出波场的时间空间的对称性。表1—2中表示出这种对称性，表中

特别引用了空间周期(即波长)和空间圆频率(即圆波数),使得时空对称性更为明显;并且光波的时间参量 $T, \gamma, \omega$ 和空间参量 $\lambda_n, f_n, k_n$ 之间都是由传播速率 $v$ 取得联系。

表 1—2

时间参量	时间周期 $T$ , 每振一次所需时间, 秒 时间频率 $\gamma$ , 每秒内振动次数, 秒 <sup>-1</sup> 时间圆频率 $\omega$ , 每秒后位相增加量, 弧度·秒 <sup>-1</sup>	关系式 $vT = \lambda_n$
空间参量	空间周期 $\lambda_n = \lambda/n$ , 每振一次在介质中传播距离, 米 空间频率 $f_n = n \frac{1}{\lambda}$ , 介质中一米内所含振动次数, 米 <sup>-1</sup> 空间圆频率 $k_n = n \frac{2\pi}{\lambda}$ , 介质中每隔一米位相落后量, $\frac{\text{弧度}}{\text{米}}$	$v/v = f_n$ $\omega/v = k_n$

学习物理要搞清问题的物理图象和时空图象,才能理解得深,取得事半功倍的效果。后面的解题过程将清楚地说明这一点。

## 2) 振幅矢量图

波动方程(1.5)中除出时空变量 $t$ 和 $z$ 以外,其他各个量全应是已知的,从而可以根据式(1.5)确定波场中任意位置于任意时刻的电场强度振动值 $E_{pr}$ ,它可正可负,现在来介绍用振幅矢量图来表示 $E_{pr}$ 值的大小。如图1—2,取一个轴并在其上取一原点,以原点 $O$ 为始点作一长度为 $A$ 的矢量,使此振幅矢量与轴的夹角等于 $(\phi_0 - nkz)$ ,它正是 $t=0$ 时 $P$ 处的初位相,则此矢量在轴上的投影值 $A \cos(\phi_0 - nkz)$ 正是 $t=0$ 时 $P$ 处的电振动值。然后令

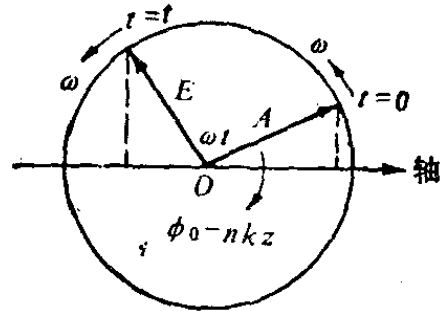


图 1—2

此振幅矢量绕原点 $O$ 以角速度 $\omega$ 旋转, $t$ 秒后,与轴的夹角为 $(\omega t - knz + \phi_0)$ ,它在轴上的投影值正代表 $P$ 处 $t$ 时刻的电

振动值。

特别要指出的是：振幅矢量决不是P处的电场强度矢量，前者方向时时在变，后者方向总是确定的。假如空间某处的温度值在作简谐式变化，那么也可用旋转的振幅矢量在轴上的投影值来表示温度值，可温度根本不是矢量。

用旋转的振幅矢量投影来表示电振动值的方法在处理几束同频率光波相叠加的问题时，显得十分方便，详见本章例6。

#### 4. 光波能量

光波场是一种电磁场，光波的能量存在于光波场中，且以速率 $v$ 在介质中传播。电磁场中的能量密度 $w$ 据电磁学理论可证为

$$w = \frac{1}{2}\epsilon E^2 + \frac{1}{2}\mu H^2,$$

是电场能量密度磁场能量密度之和。对于平面电磁波，又有 $\epsilon E^2 = \mu H^2$ ，所以 $w = \epsilon E^2$ 。

我们以能流密度  $s$  来描述光波能量的强弱， $s$  的物理意义是：单位时间内打在垂直于传播方向的单位面积上的能量。这样的单位面积以速率  $v$  沿法线方向运动，在一秒内将扫过  $v$  数值的体积，该体积内具有  $w \cdot v$  的能量值。这就相当于每秒内有  $w \cdot v$  的能量照射在单位面积上。所以

$$s = wv = v\epsilon E^2.$$

这里的  $E$  是振动值而不是振幅值，因而

$$s = v\epsilon A^2 \cos^2(\omega t - knz + \phi_0),$$

能流密度  $s$  值是随时间  $t$  而变的。

光波的频率高达  $10^{14}$  赫， $s$  值的变化是如此之快！迄今为止，所有的测量光波能量的接收器，诸如人眼、感光底片、

光电池、光敏电阻和光电管等，都不能测出光波能流的瞬时值。就以响应时间最快的光电测光元件来说，其响应时间也不会短于 $10^{-11}$ 秒。可是在如此短的时间间隔内，光振动已经经历了几千个周期了！

鉴于上述原因，人们在实用中提出光强  $I$  (亦称辐照度) 物理量，其定义是：能流密度  $s$  在测量时间间隔  $(t' - t' + \tau)$  内的平均值。以符号  $\langle \quad \rangle$  表示平均计算，则

$$I = \langle s \rangle_{\tau} = v\epsilon A^2 \tau^{-1} \int_{t'}^{t'+\tau} \cos^2(\omega t - knz + \phi_0) dt.$$

由于时间间隔  $\tau$  远大于光波周期  $T$ ，故上式改成

$$I = v\epsilon A^2 T^{-1} \int_0^T \cos^2(\omega t - knz + \phi_0) dt.$$

余弦函数平方的周期积分值为  $T/2$ ，故光强为

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} v\epsilon A^2 = \frac{1}{2} \frac{c}{n} \epsilon_0 \epsilon_r A^2 = \frac{1}{2} \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \epsilon_0 \epsilon_r A^2 \\ &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r} A^2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 n A^2 \propto n A^2. \end{aligned} \quad (1.6)$$

根据  $I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 n A^2$  可以算出光强是多少瓦/米<sup>2</sup>；要比较不同介质中两处光强之比，即求定相对光强，可由比较它们的  $nA^2$  的大小来决定。

## 5. 光波的单色性

光是由原子系统的振动而发出的。原子系统的振动决不可能像机械振动那样，可以持续很长很长时间；一个原子的一次发光的持续时间  $\tau$  一般只有  $10^{-8}$  秒左右，故其所发出的波列 (见图1—3) 的长度  $L = v\tau$  只有米的数量级。波列中一

个单波波长 $\lambda$ 为 $10^{-7}$ 米，故一个波列中含有 $\sim 10^7$ 个单波。

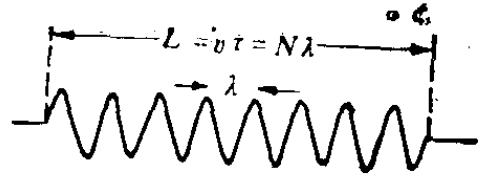


图 1-3

光源中含有无限多个发光原子，其一时刻可以有一些原子在

同时发光，某一原子可以在此时刻和另一时刻进行断续式的发光，并且这些发光是很少有关连的。所以光波场事实上是由无限多个彼此无关的、以速率  $v$  传播的波列组成的。假如波列长度  $L$  为无限长，则可以说波列能量完全集中在单一波长值  $\lambda$  上，这是理想单色光波。但是我们无论如何不可能使原子系统永远不停地振动，所以我们永远得不到理想单色光。

对于图1-3中那样有限长的波列，就不能认为它是一个理想单频简谐波，它是一个长度有限的“脉冲”。

有限长波列的能量不会仅仅集中在一个波长  $\lambda$  值上，据数学上傅里叶分析可知，有限长波列的能量分

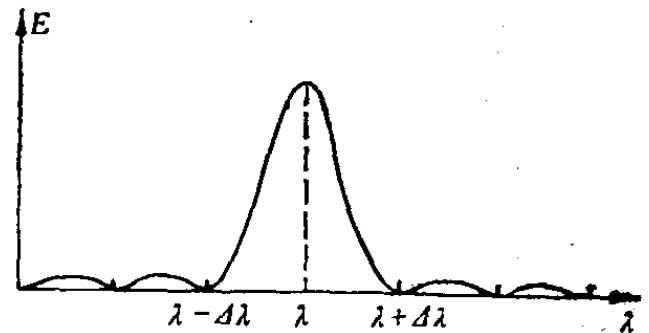


图 1-4

布在各个波长上，其分布如图1-4所示。假如不考虑那些能量很小的波长，近似地认为波列能量集中在  $(\lambda - \Delta\lambda)$  到  $(\lambda + \Delta\lambda)$  范围内，则可证明有如下关系

$$\Delta\lambda = \lambda^2/L. \quad (1.7)$$

当波列长  $L = \infty$  时， $\Delta\lambda = 0$ ，能量全集中在  $\lambda$  值上，这是理想单色光的情况。原子一次发光的持续时间越短，波列长度越短， $\Delta\lambda$  就大，波列能量分布在更广的波长范围内，光波的单色性就越差。所以，式(1.7)所表示的  $\Delta\lambda$  可以用来描述光波单色性的优劣。目前，单色性最好的激光光源能发射长度

约为 $10^4 - 10^6$ 米的波列。

我们虽然永远得不到波列无限长的理想单色光波，但是具有米数量级的波列中也含有千万个光波波长。对于这种足够长的波列，我们称之为准单色光波。在一般情况下，可以把准单色光波当作理想单色光波来处理。

## 6. 光波的矢量性

光波是电磁波，电场强度和磁场强度都是矢量，所以光波有明显的矢量性。我们总是用光波的迎光矢量分布图来说明光波的偏振态。所谓迎光矢量分布图，就是观察者迎着光的传播方向去看某一固定的、和传播方向垂直的平面内光波电矢量的分布情况。不同的矢量分布代表着光波不同的偏振态。

### 1) 线偏光

原子系统的某一次发光所发出的波列，其电场强度方向是确定的，在图1—5中所表示的迎光矢量图上应该是一条直线，这样的光称作线偏光或平面偏振光。



图 1—5

### 2) 自然光

普通的单色光源中含有无限多个能够发光的原子。每一个原子什么时刻发光，所发光波的电振动方向怎样，它的初位相是多少，所有这些，我们是无法控制的，鉴于普通光源中原子发光的随机性，使得发出光波的迎光矢量图（图1—6）上，不可能出现某一个振幅较其他方向更大的方向；各个方向都有相同的振幅，不可能出现哪一个更为优越的方向，并且各个电振动之

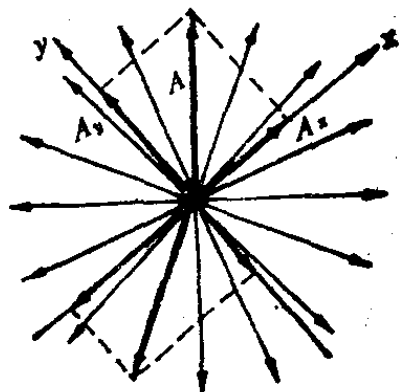


图 1—6



间都没有确定的位相关系。这样的光称作自然光。显然，自然光是无限多个振幅相等、振动方向任意、彼此之间没有固定位相关系的线偏光的组合。由于自然界中本来就存在着大量的无规发光原子，所以我们一般见到的大多是自然光。虽然我们无法控制原子所发光波的电振动方向，但是可以很容易地用反射或透射（见第二章）的方法，或用晶体做成的起偏器件（见第五章），将各种偏振态的光变成沿某一特定方向振动的线偏光，这一过程称为起偏过程。

如图1--6所示，自然光是沿各个方向振动、等幅线偏光无位相关系的组合，在处理实际问题时，为简便计，我们可以将自然光等效成两个振动互相垂直、振幅相等、无位相关系的线偏光，设自然光沿 $z$ 轴传播，则纸面是 $z$ 等于某一常数的平面。在平面内任意选定 $x$ 、 $y$ 坐标，将自然光中每一个线偏光的振幅分解成 $x$ 、 $y$ 上的分量 $A_x$ 、 $A_y$ 。由于这些 $A_x$ （或 $A_y$ ）之间没有固定的位相关系，所以不能直接相加；假如这些 $A_x$ （或 $A_y$ ）可以直接相加，则必然因迎光矢量图的对称性而得到不合理的零结果。我们可以将这些分量 $A_x$ （或 $A_y$ ）先行平方后再相加，或后再开方，就得到沿 $x$ 方向振动的线偏光的相应振幅、容易想见，沿 $x$ 方向和沿 $y$ 方向的线偏光相应振幅必然相等，并且它们的振动之间没有位相关系。至此，我们得出如下结论，自然光可以被分解成两个振动方向任意互相垂直、振幅相等、没有位相关系的线偏光。这个结论在处理偏振问题时非常有用。

### 3) 圆偏光和椭圆偏光

在学习力学中的振动合成时得知，两个同频率、振动方向互相垂直，有确定位相关系的简谐运动可以合成为椭圆、圆或直线运动。这个规律同样可用来产生椭圆偏光和圆偏光。