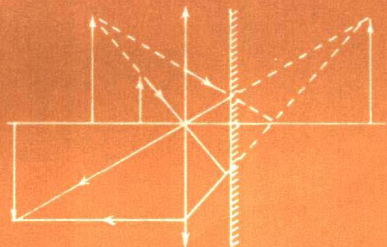


马国璞 编

光学难点辅导

GUANGXUE NANDIAN FUDAO



青海人民出版社

光 学 难 点 辅 导

马 国 璞 编

青 海 人 民 出 版 社

光 学 难 点 辅 导

马 国 璞 编

*

青海人民出版社出版

(西宁市西关大街96号)

青海省新华书店发行 青海新华印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 毫米 1/32 印张: 7 字数: 166,000

1984年2月第1版 1984年2月第1次印刷

印数: 1— 7,100

统一书号: 13097·53

定价: 0.60元

前 言

为了适应科学技术的迅猛发展，一些过去属于大学的物理教材下放到中学。这类教材的内容从中学课本、高考试题、竞赛题、数学参考书等方面都已反映出来，无疑增加了中学师生教与学的困难。

本书针对中学物理教材中光学部分的难点，采用讲座形式，以人类认识光的本性的过程为线索，对各种光现象作较系统的讲述，并列举典型例题加以说明。在讲解中所用到的公式，均以初等数学来推导，因此书中某些内容虽然超出现行数学大纲，但仍可为中学生所接受。

本书与已出版的拙作《力学难点辅导》和《热学、电学难点辅导》配套，除供中学师生作教学参考和课外读物外，理工科低年级大学生也可参考阅读。

由于水平有限，书中不足或错漏之处，敬请读者批评指正。

编 者

1983年6月

目 录

第一讲	几何光学基本原理	1
§ 1	光的微粒说和波动说	1
§ 2	几何光学的含义及其范畴	3
§ 3	光的传播	4
§ 4	光的反射定律	4
§ 5	光的折射定律	8
§ 6	费马定理	23
第二讲	光学系统的近轴成象	29
§ 1	实物 虚物 实象 虚象	29
§ 2	面镜成象	31
§ 3	平行透明板 棱镜	40
§ 4	薄透镜	47
§ 5	复合成象	61
§ 6	光通过球形界面的成象规律	82
第三讲	波动原理	95
§ 1	波动光学的含义及其范畴	95
§ 2	波动的描述	95
§ 3	惠更斯原理	104
§ 4	利用惠更斯原理解释光的反射与折射定律	106
§ 5	光的色散	110
§ 6	光的偏振	119

第四讲	光的干涉和衍射	122
§ 1	波的独立传播原理	122
§ 2	光波的干涉条件	123
§ 3	双狭缝干涉	126
§ 4	薄膜干涉	136
§ 5	劈尖干涉 牛顿环	140
§ 6	光的衍射	149
§ 7	衍射光栅	162
第五讲	量子光学	166
§ 1	光电效应	166
§ 2	爱因斯坦的光子说	169
§ 3	康普顿效应	177
§ 4	光的波粒二象性	179
§ 5	物质波	185
第六讲	氢光谱	189
§ 1	原子的核式结构	189
§ 2	氢光谱的规律性	195
§ 3	玻尔氢原子	199
§ 4	氢原子的能级与氢光谱	204
§ 5	玻尔理论的局限性	215

第一讲 几何光学基本原理

§1 光的微粒说和波动说

光究竟是什么？这是一个很重要的问题。人类对光的认识有一个辩证发展的过程，经历了漫长而曲折的道路。下面我们就按照光学的发展过程，简单介绍一下有关光的本性的认识。

到了十七世纪，人们对光的认识形成了两种学说，一种是牛顿主张的微粒说，认为光是由光源发出的一种物质微粒，在均匀媒质中以一定的速度传播；另一种是惠更斯提出的波动说，认为光是某种振动，以波的形式向周围传播。微粒说和波动说各有成功的一面，但都不能完满地解释当时已知的各种光现象。例如微粒说，虽然可以解释光的直进和反射，但无法解释光的折射；然而波动说却能很好地解释光的折射，可是又解释不了光的直进……。

到了十九世纪初，人们成功地在实验中观察到光的干涉、衍射现象，这是波的特性，证明了光的波动说是正确的。1860年麦克斯韦进一步从理论上证明，电场和磁场的改变不能局限于某一部分，而要用电磁波的形式以光速向周围传播。在此基础上麦克斯韦指出，光是一种电磁波。这一结论1892年为赫兹的实验所证明。于是光的波动理论迅速发展起来，

本世纪初，爱因斯坦在普朗克提出的量子论的基础上，提出了光子说，即光作用于物质时，光是以光子作为最小单位进行的。光电效应、光压现象、光热辐射等许多现象都无可怀疑地证明了光子说（微粒说）的正确。综合以上两种理论，用辩证的观点来看待光，说明光的波动说和微粒说所揭示的矛盾，正是自然辩证法的一种表现，光的电磁说和光子说正是辩证的统一，也就是光具有波粒二象性。

1924年德布罗意又提出，每种物质的运动都和一定的波相联系，也就是说波粒二象性不只是光子才有，一切微观粒子，包括电子、质子、中子、分子……都具有波粒二象性。德布罗意的这种假说被后来的许多实验所证明。例如当电子束通过金属薄膜时产生的衍射现象不但令人信服地证明了电子的波动性，而且能确定电子束的波长。微观粒子波粒二象性的发现，使人们认识到微观粒子既不是宏观观念中的粒子，也不是我们宏观观念中的波，从宏观现象中总结出来的牛顿力学是不能解释微观现象的。在德布罗意提出物质波的概念以后，海森堡、薛定谔等人在微观粒子波粒二象性的基础上，建立了反映微观粒子规律的量子力学，使波动性和微粒性的对立得到了较完满的统一。

如今，人们对光的本性认为光和实物一样，是物质的一种，它同时具有波的性质和微粒（量子）的性质。所谓光是由光量子组成，是指光子具有动量、动能；所谓光是光波，是指光具有一定的波长和频率。并且大量光子运动时所表现的规律是一种几率波。

当然，人们对光的认识还远远没有达到最后的境地，甚至在一些新的发现面前，人们还没有从惊奇中苏醒过来。例如，近代实验已发现，波长不大于百分之一埃（ $1 \text{ 埃} = 10^{-8}$

厘米)的光子在强电场中可以变成正电子和负电子,这说明光子和实物之间虽然有着本质的区别,但又存在着深刻的联系,这种相互关系仍为人们所不了解,所以对光的本性的研究尚须人们继续做持久的努力。

§2 几何光学的含义及其范畴

人们通过实际观察和实验得知,光线在均匀的透明媒质中是沿着直线向前传播的,这叫做光的直线传播定律,以此为基础,研究光在透明媒质中传播问题的光学,称为几何光学。几何光学的理论基础,包括光的直线传播定律、光的独立传播定律、光的反射定律和光的折射定律。

由于光不但具有粒子性,而且具有波动性,因此光的直线传播性对于光的实际行动只具有近似的意义。也就是说,几何光学只能应用于有限的范围和给出近似的结果。在其研究对象中(例如一定大小的透镜或面镜来研究物距和象距),若其几何尺寸远远大于所用光的波长时,则用几何光学可以获得与实际基本相符合的结果。而当研究对象的尺寸可以和光的波长相比拟时(例如透镜或面镜非常小,或者虽然透镜或面镜有一定的大小,但研究的问题是“象点”的细微结构),则由几何光学所获得的结果将与实际有显著的差别,甚至相反,这时就必须按以光的波动性质为基础的波动光学来研究。换句话说,用波动光学可以研究任何情况下的光的传播问题,而几何光学只不过是波动光学在一定条件下的近似。

尽管如此,由于几何光学在应用上的简便,以及在实际上并不要求严格的解,所以它仍是研究光传播问题的有力工具。

§3 光的传播

在几何光学中，常用一条有向线段表示光的传播方向，这条几何线称做光线。如上节所述，几何光学的基础是光的直线传播定律，即认为光在均匀媒质中是沿着直线传播的，所以在均匀媒质中光线是一条直线。

从实践得知，自不同方向或由不同物体发出的若干条光线相交时，每条光线仍按原方向传播，并不受其他光线相交的影响，这称做光的独立传播定律。光的独立传播定律很容易用光的波动说解释，但它仍是几何光学的一条重要定律。

光在真空中的传播速度是 3×10^8 米/秒，光在空气中的传播速度跟真空中差不多，不进行极精确的计算，一般可认为二者相等。光在其它媒质中，传播速度将变小。

§4 光的反射定律

一般情况下，当光从一种媒质射到另一种媒质的界面时，在两媒质的界面就要改变方向：一部分光线按新的传播方向进入新媒质，称为折射光线；另一部分光线由界面返回原媒质，称为反射光线，如图1—1所示。可见光的反射与折射是光在两种媒质界面上同时存在的，不过反射和折射的光能分配是由媒质的性质和入射角的

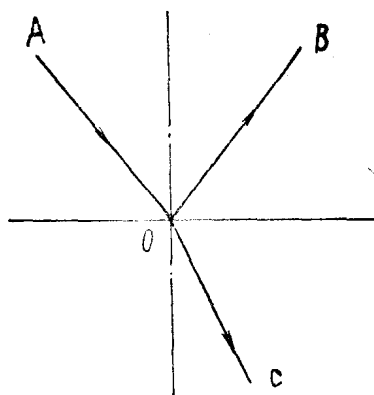


图 1—1

大小来决定的。

我们把单位时间内通过媒质某一面积的能量定义为通过该面积的能流。这样,对某一界面,若入射光能流为 W_1 ,反射光能流为 W_1' ,折射光能流为 W_2 ,则根据能量守恒定律,对于不吸收光的媒质界面,应有

$$W_1 = W_1' + W_2$$

以界面的反射能流 W_1' 与入射能流 W_1 的比 R 定义为光的反射率,则

$$R = \frac{W_1'}{W_1}$$

根据光的电磁场理论和用实验的方法均可以找到反射率跟入射角 α 的关系。对于某一确定的媒质界面, R 与入射角 α 有关。当入射角 $\alpha = 0$ 时,即光垂直入射界面时,反射率 R 在5%以下,即反射能流最小,绝大部分能流射入新媒质。在 $\alpha < 45^\circ$ 的区域内, R 变化不大,即反射的光能流和垂直入射的情况差不多。但以后随着 α 角的增大, R 逐渐变大;当入射角 α 接近 90° 时, R 值趋于1,这就是说该表面成了极好的反射面,光几乎被完全反射,折射光的能流几乎等于零。例如坐在教室前排两侧的同学看黑板,有时只见一团耀眼的眩光,却不见字迹,其原因之一就是在这些座位上看反射光太强。再如,当阳光以很大的入射角照在柏油路面时,柏油路面呈现很高的反射率也是出于同一原因。

光的反射定律可叙述如下:

反射光线位于入射光线和法线所决定的平面内,反射光线和入射光线分居法线两侧。

入射角等于反射角。

反射光线是可逆的。

【例1】 若光线垂直投射到平面镜上，入射光线和反射光线的夹角是多少？

答 光线垂直投射到平面镜上，入射角为零，则反射角必定也为零。这样入射光和反射光夹角就是零，即反射光线逆入射光线返回。

【例2】 一光线斜射到平面镜上，若镜面旋转 θ 角，试证反射光线将改变 2θ 角。

证 如图1—2所示，设平面镜 CD 以 O 为轴转到 $C'D'$ 位置，则法线 MO 也相应转到 $M'O$ 位置。

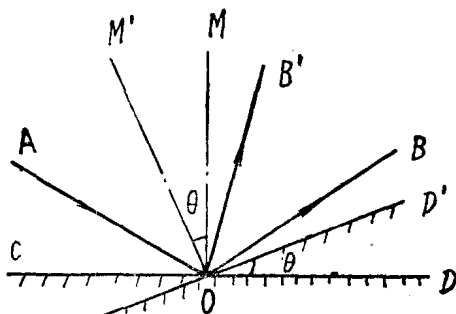


图1—2

$$\text{已知 } \angle DOD' = \theta \quad \therefore \angle MOM' = \theta$$

令 $\angle MOB' = \beta$ ，依光的反射定律得

$$\angle AOM = \angle MOB = \angle BOB' + \beta \quad (1)$$

$$\angle AOM' = \angle M'OB' = \theta + \beta \quad (2)$$

$$(1) - (2) \text{ 得 } \theta = \angle BOB' - \theta$$

$$\therefore \angle BOB' = 2\theta$$

【例3】 两平面镜交成 θ 角，求证光线经两次反射后的射出光与入射光的交角是 2θ 。

证 画出入射光 SA 经交成 θ 角的两平面镜 OM 和 ON 反射后，以 BP 射出的光路图，如图1—3所示。

(1)

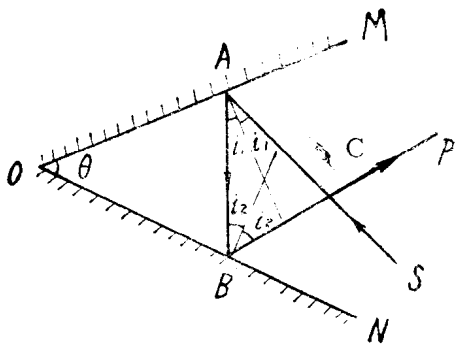


图 1-3

(2)

$$\angle PCA = 2\theta$$
$$\therefore \angle HCB = \angle MCA = \angle EMF = \alpha$$

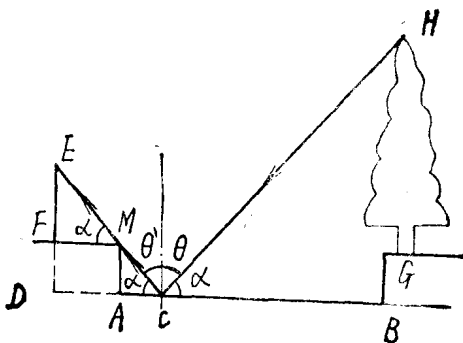


图1—4

$$\therefore \begin{cases} \operatorname{tg} \alpha = \frac{1.5}{6} \\ \operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{x} \\ \operatorname{tg} \alpha = \frac{h+1}{40-x} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{联立三式解得} \\ \text{即树高为8米。} \end{array} \quad h = 8 \text{米}$$

§5 光的折射定律

如图1—5所示，入射光线 AO 到达两媒质界面，除按反射光线 OB 返回原媒质外，还有一部分折射光 OC 进入新媒质， $\angle NOC$ 称为折射角。这种光线从一种媒质斜射进入新媒质时它的传播方向发生改变的现象，叫做光的折射。

光的折射定律可简述如下：

折射光线位于入射光线和法线所决定的平面内，折射光线和入射光线分居法线两侧。

入射角的正弦跟折射角正弦之比，对于给定的两种媒质来说是一个常数，它与入射角 α 和折射角 r 无关。

$$\text{即 } n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$$

式中 n_{21} 称为光从第一媒质入射第二媒质的相对折射率； n_2 、 n_1 分别是第二媒质和第一媒质的绝对折射率。

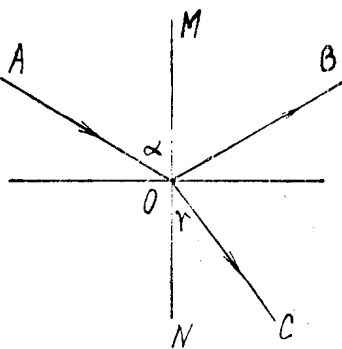


图1-5

我们把光在真空中的传播速度 c 和光在某均匀媒质中的传播速度 v 之比，即

$$n = \frac{c}{v}$$

称做这种媒质的绝对折射率。两种透明媒质相比较时，绝对折射率大的称为光密媒质，绝对折射率小的称为光疏媒质。

讨论 ①对于真空 $n = \frac{c}{c} = 1$

即真空的绝对折射率等于1，空气的折射率也近似等于1。这样光线从真空入射某媒质时

$$n_{\text{媒空}} = \frac{n_{\text{媒}}}{n_{\text{空}}} = n_{\text{媒}}$$

即某媒质的绝对折射率也可以这样定义，即光线从真空向某媒质界面入射时，入射角的正弦与折射角正弦之比，称做某媒质绝对折射率

$$n_{\text{媒}} = \frac{\sin \alpha}{\sin r}$$

②当 $n_1 < n_2$, 则 $\sin r < \sin \alpha \therefore r < \alpha$

即光线从光疏媒质射入光密媒质时, 折射光线向靠近法线的方向偏移 (图1—6甲)。

③当 $n_1 > n_2$, 则 $\sin r > \sin \alpha \therefore r > \alpha$

即光线从光密媒质射入光疏媒质时, 折射光线向远离法线的方向偏移 (图1—6乙)。

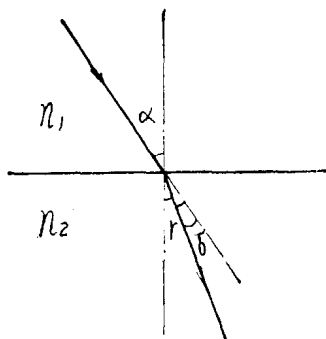


图1—6甲

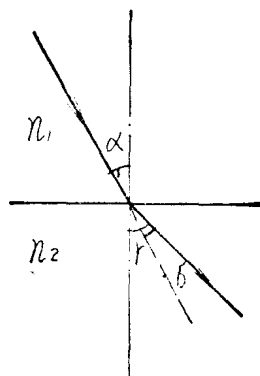


图1—6乙

④如果我们把折射线和入射线的交角称为偏向角 δ , 显

然 δ 等于入射角 α 与折射角 r 的差。由于 $n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin r}$, 则 α

越小, r 也越小, 偏向角 δ 也越小; $\alpha \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow 0$, 即当光线直照射到两媒质界面时, 进入另一种媒质的光线并不改变它原来进行的方向 (图1—6丙), 即光线不发生折射。

$$\textcircled{5} \quad \therefore n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/v_2}{c/v_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

$$\therefore n_2 > n_1 \text{ 时 } \text{必定 } v_1 > v_2$$

即光在不同媒质传播时，光在光疏媒质中的传播速度比光密媒质中的传播速度要大。

$$\begin{aligned} \text{⑥ } \because n_{21} &= \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin r} \\ \therefore n_{12} &= \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin r}{\sin \alpha} \end{aligned}$$

即光线从第一媒质以 α 角向第二媒质入射时，在第二媒质中以 r 角折射；

反之，光线从第二媒质以 r 角入射，

在第一媒质中必定以 α 角折射。换句话说，折射光线是可逆的。

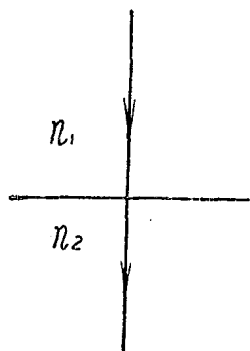


图1—6丙

⑦当光从光密媒质进入光疏媒质时 ($n_1 > n_2$)，折射角 r 总大于入射角 α 。与折射角 $r = 90^\circ$ 相对应的入射角 A 是两种媒质给定情况的最大入射角，这时

$$\sin A = \frac{n_2}{n_1} \sin 90^\circ = \frac{n_2}{n_1}$$

A 称为全反射临界角。若入射角再超过 A ，则入射光线不能因折射进入界面另一侧的光疏媒质，而按反射定律全部返回原媒质，这种完全返回原媒质的反射现象，称做全反射。

光线从某媒质向真空（空气近似看作真空）入射，对发生全反射的临界角 A 有

$$\sin A = \frac{1}{n}$$

【例1】 已知下列物质的绝对折射率 n 为

水：1.333 冕玻璃：1.50

加拿大树胶：1.526