

声光装置及其运用

浙江大学《新技术译丛》编译组

声 光 装 置 及 其 应 用

[苏]Л. Н. 马格季契, В. Я. 摩尔恰诺夫

浙江大学 光学仪器教研室 译
《新技术译丛》编译组

声光装置及其运用

浙江大学光学仪器教研室译
浙江大学新技术译丛编译组译

*

浙江大学新技术译丛编译组出版
浙江大学印刷厂印刷

*

定价: 0.60元
(国内发行)

序 言

由于激光器的问世和激光技术的诞生，有关光辐射控制装置方面的研究论文大幅度增加，其中占首位的要算声光器件。近十年来，人造晶体（其中包括压电晶体）合成工业方法的出现、真空技术的改进、特别是高转换系数（把电能转换为频率从几十兆赫到1千兆赫的声能）压电换能器（超声波发生器）制造方法的发明，都有助于声光学的发展。

现在有好几种声光器件已研制成功，其中有一些已投入生产，例如调制器和偏转器（使光偏转的装置）；另外有一些则处于实验研究阶段。声光器件的应用范围在研究中。

声光学的研究成果在许多文章和某些评论[8,9,14,77]中都已有所论述，这些文章和评论反映了某些研究方向的现状。但到目前为止，无论是对声光效应理论、或是器件的制造原理及它们的应用条件，都还未作过多少是连贯性的叙述。本书在某种程度上填补了这一空白。

本书是这样编排的：在第一章中根据声光学的经典著作论述了在超声行波中光衍射的一般理论，并导出了最重要的一些关系式。在第二章中描述了调制器的工作原理和结构，着重讲述光和声的发散度比值对仪器参数的影响，而这在其它著作中还没有充分的研究。第三章专讲声光偏转器，叙述它们的各种不同结构及其计算基础。在第四章中介绍了各向异性介质中的衍射理论及建立在其基础上的某些器件：偏转器和可调滤波器的的工作原理。第五章讲述处理信息的声光装置——信息处理器。第五章是关于作为所有声光器件一般元件的压电换能器的制造方法。第七章介绍最常用的声光材料。

在编辑本小册子时，既引用了许多已发表的声光学方面的科研成果，又利用了本书作者的论文。第一、二、三章的内容比其它各章有所发挥，因为这是作者科学研究的方向。

就在不久前，刊物上开始出现关于集成光学的文章，在这些文章中对在光波中传播的辐射与表面声波的相互作用进行了研究。此外还有关于表面波声光装置模型的报导。不管这些新动向的前景如何，本书均未作介绍，这是因为缺乏表面波声光相互作用器件这方面的资料，且本书篇幅有限。

内 容 简 介

本书(原名 *Акустооптические устройства и их применение* 1978 年版)阐述各向同性和各向异性介质中声光相互作用的理论。分析了这样一些器件,如调制器、偏转器、滤波器、信息处理器。叙述了这些器件的作用原理、结构、制造特点、特性及应用范围。列举出最有发展前途的可见区和红外区声光材料的一些参数。

本书可供从事电子学,特别是从事光电子学和声光学的广大工程师和研究人员参考,对高等院校的研究生和大学生也可能有所帮助。

目 录

第一章	声光相互作用理论	1
§1.1	现象的定性叙述	1
§1.2	向量图	4
§1.3	平面光波的衍射 喇曼—奈斯状态	7
§1.4	平面光波的衍射 布喇格状态	10
§1.5	声光品质因数 M_2	12
§1.6	衍射光的偏振	15
§1.7	发散光波衍射理论	17
第二章	声光调制器	26
§2.1	声光调制器的频率和脉冲响应特性	26
§2.2	极限调制频带	33
§2.3	声光调制器的结构	35
§2.4	调制器中的热变形	37
§2.5	声光调制器的应用	39
第三章	声光偏转器	42
§3.1	声光偏转器的分辨本领	42
§3.2	偏转器的工作频带	44
§3.3	线性扫描状态下的偏转器	48
§3.4	偏转器和成形光学系统的结构	49
§3.5	偏转器的热变形	51
§3.6	具有扫描声场的偏转器	53
§3.7	声光偏转器的应用	57
第四章	各向异性衍射	59
§4.1	角度比	59

§4.2	能量关系	63
§4.3	各向异性偏转器	64
§4.4	可调声光滤波器	68
第五章	处理信息的声光装置	74
§5.1	信号处理	74
§5.2	喇曼—奈斯状态	76
§5.3	低频信息处理器的结构和参数	78
§5.4	动态范围	79
§5.5	布喇格状态	81
第六章	压电换能器的制造	83
§6.1	真空冷扩散焊接	83
§6.2	声场的日测	85
§6.3	压电换能器与控制信号系统的匹配	87
第七章	声光材料	89

第一章 声光相互作用理论

§1.1 现象的定性叙述 喇曼—奈斯衍射和布喇格衍射

光在超声波中要发生衍射，布里渊[1]和曼德律斯坦[2]分别在1921年最早这样预言，而几年以后为德拜和西尔斯[3]、柳卡和比卡尔[4]在实验中所发现。这种现象可以作如下的定性解释：在固体或液体中传播的超声波会造成介质的局部压缩和伸长（即疏密）；由于机械应力引起的光测弹性效应使介电常数发生变化，因而介质折射率也发生变化；因此，在介质中形成周期性的有不同折射率的间隔层，这些层以声速运动，层与层之间保持声波长度一半的距离，当光通过这种分层结构时就发生衍射（图1.1）。

衍射分为两类（两种工作状态），它们各有不同的衍射光谱：喇曼—奈斯及布喇格光谱。在低声频和当相互作用长度（声场厚度）不太大的情况下，可观察到喇曼—奈斯衍射。当光从法线方向、即平行于声波波阵面入射时，喇曼—奈斯衍射光谱为对称排列在光束通过的两边、且间距相等的衍射极值。当光斜入射时，在光束通过的两边所产生的衍射极值的强度减小，但是向着它们的角度方向保持不变。在别尔格曼[5]和波伦与伏立弗[6]的书中可找到典型的喇曼—奈斯衍射光谱的照片。相对于零度方向（对于笔直通过的光）的衍射极值角度方向由公式 $\sin\theta_m = m\lambda/\Lambda$ ， $m=0, \pm 1, \pm 2\cdots$ 来确定，式中 θ_m —第 m 级衍射极值的角度方向； λ —在介质中光的波长； Λ —声波长。“+”号指排列在从声波波阵面反射光那一侧的极值。

第 m 级极值的光频相对于入射光频率 ω 相差一个与声频 Ω 成正比的值，等于 $\omega + m\Omega$ 。

布喇格衍射指的是，衍射光谱由两个相应于 $m=0$ 和 $m=1$

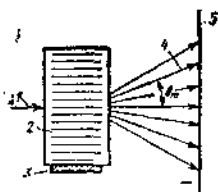


图1.1 光正入射时喇曼—奈斯衍射的光程

1—入射光；2—声波；
3—压电换能器；4—第
m级衍射极值，5—屏

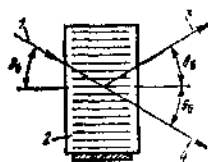


图1.2 布喇格衍射时的光程

1—入射光；2—声波；
3—衍射光；4—透射光

的极值组成（图1.2），负的第一级和高级的衍射极值是不存在的。第一级极值的强度将为最大，如果入射光对声波波阵面所成的角度满足布喇格条件：

$$\sin \theta_b = \lambda / 2\Lambda \quad (1.1)$$

由公式(1.1)确定的角 θ_b 称为布喇格角。布喇格衍射发生在声与光相互作用长度大和频率高的情况下。

下面从物理学的角度来解释这两种不同类型的衍射。当光波长在相互作用长度（声柱长度）小、声频低的情况下不变时，入射光在相互作用区内部的传播方向仍保持直线方向，而与折射率变化有关的介质的光学不均匀性只对通过声柱的光的相位产生影响。在此情况下，对光来说，声波的作用可归结为形成以声速运动的相位光栅，其周期等于声波的周期，这种情形对应于喇曼—奈斯衍射。在喇曼—奈斯状态下，光的衍射遵循普通相位光栅的衍射定律，这正说明了为什么衍射极值的排列是对称而等距的。按照多普勒效应，光频在衍射极值中由于相位光栅的运动要发生偏移。

当声频与相互作用长度增大时，声柱内部入射光的传播方向已不是直线方向，而产生的周期性结构已不只是相位光栅。光既经受相位扰动，又经受振幅扰动，并逐渐从相位光栅的衍射（喇曼—奈斯衍射）过渡到周期性立体结构上的色散（布喇格衍射）。在喇曼—奈斯与布喇格型式之间的过渡区内，光以布喇格角入射时，除了第一级极值外还可观察到高次衍射极值。这些极值相对于入射光的角度方向与喇曼—奈斯衍射时的一样，但是强度的分布变成不对称，布喇格（第一级）极值有最大的强度。斜入射时过渡区内光的衍射光谱照片可以在参考文献[5]中找到。最后，在高频和当声场的厚度颇大时，声光的相互作用完全具有立体性质，并以布喇格角从由超声波引起的运动着的周期性结构发生光的选择反射。布喇格型的光衍射与众所周知的伦琴射线在固体晶格上的衍射现象非常相似。

能观察到某一种衍射的条件曾是许多论文的研究课题。但是在现代声光学中，当谈到区分喇曼—奈斯衍射和布喇格衍射的准则时，那么通常总是引证克莱因和库克的近著[7]，该文作者总结了以往研究的成果。按该文所述，衍射的型式与无因次参数值 $Q = 2\pi L\lambda/\Lambda^2$ 有关，式中 L —声柱长度。

如 $Q \ll 1$ ，则为喇曼—奈斯衍射；如 $Q \gg 1$ ，则为布喇格衍射； $Q \leq 1$ 对应于过渡区。但是在文献[8]中指出，这些条件太严格，实际上当

$$Q \leq 0.3 \quad (1.2)$$

就己能观察到喇曼—奈斯衍射，而当

$$Q \geq 4\pi \quad (1.3)$$

可观察到布喇格衍射。

后面一个条件表明，以布喇格角入射的光束可穿过两个或

两个以上有最大(最小)密度的平面。由公式(1.2)和公式(1.3)所确定的参数 Q 的最大和最小值,将分别作为后面所要叙述的喇曼—奈斯衍射的上限和布喇格衍射的下限;而对应于 $0.3 < Q < 4\pi$ 的区域将认为是这两类衍射之间的中间区。

同时,有必要作如下说明。大多数声光器件,即利用声波中光衍射现象的器件是在布喇格衍射方式下工作的(低频信息处理器除外),但对声光装置来说,有时不能满足条件(1.3),然而与第一衍射级相比,常常可忽略高次衍射的强度,并可以布喇格衍射为假设来描述这种器件的特性。在那些当高次的衍射极值的影响不能忽略的情况下(例如,见§3.2),我们将作专门说明。

§1.2 向量图

向量图是以显明的图示,来表示布喇格衍射时的角度关系,此后我们将利用向量图来描述在各向异性介质中的衍射。让我们来分析一下在各向同性介质中布喇格衍射的向量图[9],如果声波的长度比声柱的横向尺寸小得多,则可类似于光波那样来论述声波。平面单色光波和声波的相互作用是最简单的情况,在此种情况下,同平面光波相仿,我们将用波向量 K ($K = 2\pi/\lambda$)和频率 Ω 来描述平面波。

光在超声波中的衍射过程可看成是三个部分的光子—声子散射,伴随着声子的产生(吸收)。能量和冲量守恒定律适用于散射过程。

能量守恒定律可确定散射光子频率 ω_1 、入射光子频率 ω 和声子频率 Ω 之间的关系: $\omega_1 = \omega \pm \Omega$, 正号(负号)表示吸收(产生)声子。

对这两种过程,冲量守恒定律相应地可写成:

$$k_1 = k \pm K \quad (1.4)$$

式中 k —介质中的入射光子波向量； k_1 —散射光子的波向量。

图1.3a所表示的是在吸收声子的情况下，光在声中散射的向量图（公式(1.4)中的正号）。因为声频与光频相比小到可以忽略： $\Omega \ll \omega$ ，所以散射的光子频率实际上等于入射光子的频率 $k_1 = k$ 。这一等式的意义是，发生衍射时向量 k_1 的终点总是在半径等于 k 的圆周上(1.3a)。衍射光的波向量在介质中旋转的角度等于 $2\theta_s$ ，从图1.3a可看出，此角度由下列关系式确定：

$$\sin \theta_s = K/2k = \lambda/2\Lambda \quad (1.5)$$

由式(1.5)可知，在散射时光波所应入射的角度 θ_s 就是介质中的布喇格角。由式(1.4)和图1.3可得出结论：当声波频率改变、 K 发生变化)时，保持原先角度的散射是不可能的，否则就会破坏能量守恒定律(1.4)。如果在新的角度下将发生散射，象原先一样，对于新的 K 值此角度由关系式(1.5)确定，那么等式(1.4)仍将保持。当声频不变，但入射角与布喇格角发生偏离的情况下，也有类似的现象发生：如果入射角不同于布喇格角，则不会发生散射。相似的情况只是在波与理想的平面波阵面相互作用时，即在无限宽的光束相互作用时才会发生。然而，当相互作用的一束或两束光发散时，向量图也仍是有用的。

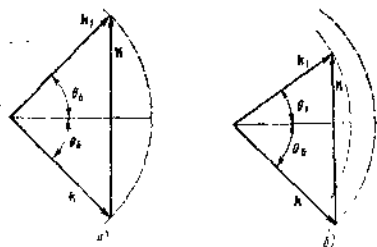


图1.3 平面单色光波和声波相互作用时的向量图

a—各向同性衍射；b—各向异性衍射。这种散射几何图形对应于公式(1.4)中的+号

作为实例，让我们来研究平面光波在发散的声波中的衍射特点（图1.4）。大家知道，发散（即有限）波是一组有一定振幅、向不同的方向传播的平面波，这些平面波的波向量包含在某一角度区间内。这也完全与有限声波有关。由图1.4可知，在整组表征发散声波特征的平面波中，与入射角 θ_0 对应的只有一个声波（具有满足布喇格条件(1.5)的波向量 $\mathbf{K}_0$ ）。在波向量 $\mathbf{K}_0$ 的声波中将发生散射。当入射角改变时，散射将在有另一向量的声波中发生，此向量处于角度区间 $\delta\theta$ 范围内。声频在一定范围内的变化同样不会破坏保持原先入射角的散射。



图1.4 平面光波在
发散声波中的衍射

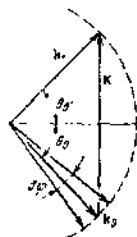


图1.5 发散光波在
平面声波中的衍射

图1.5表示发散光波在平面声波中的衍射。入射波是一组波向量集中在角度区间 $\delta\varphi$ 内的平面波。在该入射角 θ_0 下，波向量为 $\mathbf{K}$ 的声波中一组入射的平面光波中只有一个（具有波向量 $\mathbf{k}_0$ ）光波发生衍射，显然，就是在这种情况下，当声频改变或入射角在由入射波发散度确定的范围内改变时，也将发生衍射。

必须着重指出，在所分析的实例中，衍射波是平面波，因而所列举的声光相互作用最一般性质之一是衍射场的发散度取决于相互作用的光场和声场中的最小发散度。

当光波在各向异性介质中衍射时，关系式 $k_1 \approx k$ 可能不存

在, 例如, 如果入射波和衍射波的偏振不同的话。由于介质的自然双折射, 所以 $k_i \neq k$, 而且入射波、衍射波和声波的波向量已不能形成等腰三角形。各向异性衍射可有更多不同的、然而满足关系式(1.4)的波向量排列型式, 图1.36所表示的就是这类衍射向量图的例子。并且, 光学特性的各向异性只是各向异性衍射的必要条件, 因为就是在各向异性介质中, 在 $k_i \approx k$ 的条件下, 即在保持偏振的情况下, 也可观察到各向同性衍射, 在各向同性介质中的各向同性衍射是声光相互作用的唯一可能型式。在第三章中将详细研究各向异性衍射。

极其直观的向量图只能定性地说明衍射的基本关系。只有在求解介质衍射场的麦克斯韦方程的基础上, 才可能对衍射场作出全面的分析, 该介质的介电系数与坐标和时间有关。所谓求解衍射问题, 我们将理解为根据已知的人射光场强和声场来确定衍射光的场强。如果入射波是平面的, 则有最简单的解, 这种情况我们将在下面两章中研究。

但是平面波的概念不外乎是物理抽象概念。器件与受空间限制的光束和声束有关, 而正是这些实际存在的相互作用场决定了器件的性能。在§1.7中我们将求解单色散射光波和声波的衍射问题。在对以下几章中所得到的关系式进行分析的基础上, 我们将研究最重要的声光器件——偏转器和调制器的特性。

§1.3 平面光波的衍射 喇曼—奈斯状态

在本节中我们将遵循扰动介质中的波动方程的传统解法来求解在喇曼—奈斯状态下, 射向有限宽度声柱上的平面单色波的衍射场强度。此传统解法早在喇曼和奈斯的经典著作[10]中就已提出来了, 而以后被应用于声光学[7, 11]和厚光栅的全息摄影术[12]。布喇格衍射的解法将在下一节研究。

假定在透明的各向同性介质中，在Y轴上受L量所限制的声波沿XYZ坐标系（图1.6）的X轴传播，声波使介质介电系数 ϵ 按 $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon \sin(\Omega t - KX)$ 的规律发生周期性变化（ ϵ_0 —在没有声场情况下的介质介电系数； t —时间； $\Delta\epsilon$ —介电系数扰动部分的振幅）。

设平面声波以XY平面上的 θ 角从左边射到声场区，并认为角 θ 不同于布喇格角 θ_B 。光波在受声场扰动的介电系数区域（相互作用区）中的传播可用麦克斯韦方程和物质方程表示。这些方程在非磁性

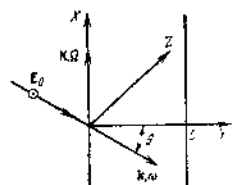


图1.6 平面光波衍射时的几何关系

介质中把电场强度向量 $\mathbf{E}$ 、磁场强度向量 $\mathbf{H}$ 和电位移向量 $\mathbf{D}$ 彼此联系在一起，而在没有电流和体电荷的情况下，这些方程有以下形式：

$$\text{rot} \mathbf{H} = (1/c) \dot{\mathbf{D}} \quad (1.6)$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -(1/c) \dot{\mathbf{H}} \quad (1.7)$$

$$\text{div} \mathbf{D} = 0 \quad (1.8)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0 \quad (1.9)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.10)$$

式中 c —真空中的光速。

取方程(1.6)对时间微分，并把式(1.10)中的 $\mathbf{D}$ 代入，对方程(1.7)进行向量场旋度 rot 的运算。从经过这样变换后的方程(1.6)和(1.7)中消去 $\text{rot} \mathbf{H}$ ，得

$$\text{rot} \text{rot} \mathbf{E} + (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\epsilon \mathbf{E}) = 0$$

利用恒等式 $\text{rot} \text{rot} = \text{grad} \text{div} - \nabla^2$ ，可把上式化成

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \text{grad} \text{div} \mathbf{E} = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\epsilon \mathbf{E}) \quad (1.11)$$

把恒等式 $\operatorname{div} \mathbf{a} \mathbf{b} = \mathbf{a} \operatorname{div} \mathbf{b} + \mathbf{b} \operatorname{grad} a$ 应用于物质方程 (1.10), 并考虑到 (1.18), 得

$$\varepsilon \operatorname{div} \mathbf{E} + \mathbf{E} \operatorname{grad} \varepsilon = 0 \quad (1.12)$$

假定入射波是线偏振波, 因此电向量 $\mathbf{E}$ 垂直入射面 (1.6), 那么标量积 $\mathbf{E} \operatorname{grad} \varepsilon = 0$, 计及式 (1.12), 式 (1.11) 最终化为

$$\partial^2 E / \partial X^2 + \partial^2 E / \partial Y^2 = (1/c^2) (\partial^2 / \partial t^2) (\varepsilon E) \quad (1.13)$$

需要指出的是, 以上对光波偏振所作的限制不是原则性的。科格尔尼克 [12] 早就注意了这种情况, 他同时还研究了正交偏振。根据文献 [12], 当入射角 θ 较小时, 具有电向量 $\mathbf{E}$ (在衍射平面上) 的波场同样满足方程 (1.13)。

方程 (1.13) 就是在有扰动介电系数介质中的电场波动方程。根据文献 [7] 和 [10], 我们将以在衍射极值方向上传播的平面波迭加形式来求解波动方程

$$\begin{aligned} E = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(Y) \exp \{ i [(\omega + m\Omega)t + (k \sin \theta - mK)X \\ - kY \cos \theta] \} \end{aligned} \quad (1.14)$$

式中 $E_m(Y)$ —频率为 $\omega + m\Omega$ 的第 m 级衍射极值的振幅。假定振幅 $E_m(Y)$ 为坐标的缓变函数, 那么式 (1.13) 中的二次导数 $\partial^2 E_m(Y) / \partial Y^2$ 可以忽略, 又考虑到 $\Omega \ll \omega$, 把式 (1.13) 中有指数的系数合并在一起, 并使它们等于零, 得方程组

$$\begin{aligned} \frac{dE_m(Y)}{dY} - \frac{\xi}{2} [E_{m+1}(Y) - E_{m-1}(Y)] = \\ = -i \frac{mK}{\cos \theta} (\sin \theta - m \sin \theta_E) E_m(Y) \end{aligned} \quad (1.15)$$

式中 $m = 0, \pm 1, \pm 2,$