

不同声场状态下的声光光学双稳态

董孝义 张小洁 盛秋琴
(南开大学现代光学研究所)

提 要

本文分析了具有不同行波系数 α 的声光光学双稳特性,研究了声场状态对双稳特性的影响,进而指出,仅当声场具有一定的 α 值时,声光光学双稳态才有实际用途,如果 $\alpha=1$,即纯驻波情况下声光双稳性则失去了意义。实验与理论相符。

一、引 言

近几年内,声光光学双稳态的实验报道日益增多,Chrostowski等人首先报道了行波布拉格(Bragg)型声光双稳态的实验^[1],转年又在该实验装置上演示了Chaos现象^[2];Jerominek等^[3]报道了表面行波喇曼-奈斯(Raman-Nath)型声光光学双稳态的实验;最近又报道了纯驻波喇曼-奈斯型声光光学双稳态实验^[4]。声光光学双稳态之所以引起人们的广泛兴趣,一方面是由于声光效应具有多级衍射的特征,因此可导致双稳态的多通道应用,另一方面,特别是由于声表面波器件易于集成,故声光光学双稳态的研究又可为集成光学双稳态的研制创造条件。但是,不同于电光或磁光等类非线性效应,声光效应的主要调制特性与声场状态有明显的依赖关系^[5],后者可以用行波系数来表征。我们在导出声光双稳态理论的基础上,重点研究了声场状态对双稳特性的影响,理论和实验证明,这种影响是十分明显的,特别是在行波系数为1,即纯驻波状态下,光学双稳态便失去了意义。

二、声光调制的透过率特性

已知行波布拉格型和行波喇曼-奈斯型声光调制的透过率特性分别为^[6]

$$T(U) = \sin^2(aU), \quad (1)$$

$$T_m(U) = J_m^2(bU), \quad (2)$$

式中 U 是与超声功率 P_{ω} 有关的参数,在实际应用中该参数与加在调制器上的驱动电压成正比, a 、 b 为比例常数, J_m 是第一类 m 阶贝塞尔函数,其中整数 m 与声光衍射的级次对应。在纯驻波情况下,宗量 U 改变为 $U \sin \omega_s t$, ω_s 是超声圆频率。例如对于纯驻波喇曼-奈斯型调制器,透过率应为

$$T_m(U, t) = J_m^2(U \sin \omega_s t). \quad (3)$$

这说明各级衍射光强均产生圆频率为 $2\omega_s$ 的闪烁^[7],因此可知,在纯驻波声场情况下光学双稳态失去了实际意义。

若定义入射声波与反射声波幅度之比为行波系数,并以 α 表示的话,则随着 α 系数的增大,闪烁效应将逐渐减弱,以致可以促成光学双稳态的实现。为此,我们可分析 α 系数对透过率 T 的影响。以喇曼-奈斯型调制为例,由(3)式不难求得具有行波系数 α 的时间平均透过率,即

$$\bar{T}_m(U) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} J_r^2(U) J_{r-m}^2(U/\alpha) \quad (4)$$

图1绘出了 α 取值不同的两组曲线。它们分别是根据(4)式并借助计算机绘制而成的。从图中给出的结果也不难看出,随着 α 值的增大,曲线的非线性程度加强,当 α 增大到一定值时,曲线的非线性便足以促成光学双稳态的实现。

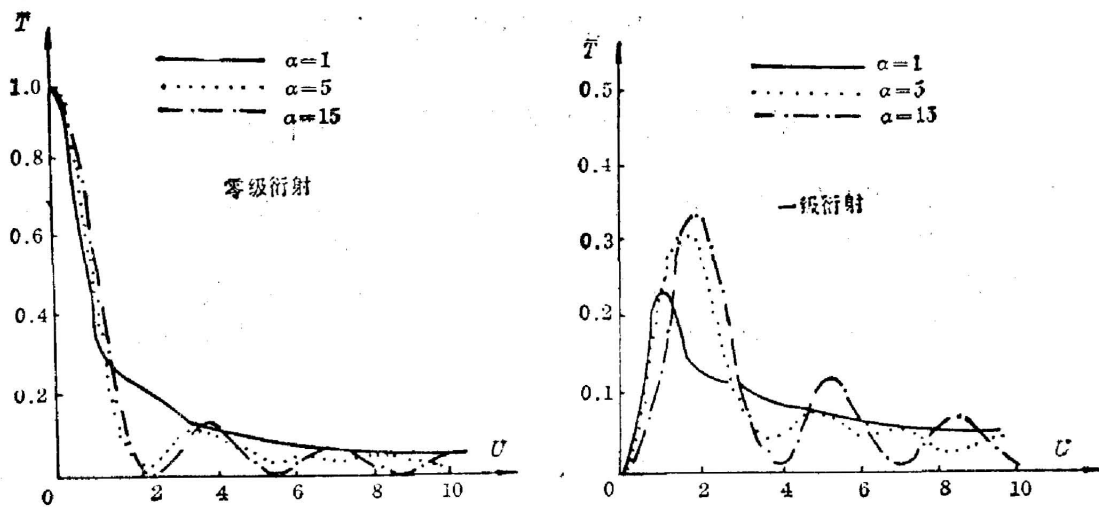


图1 不同 α 值时的平均透过率曲线
Fig. 1 Average transmissivity for different α

三、声光光学双稳系统的动态方程及其平衡态解

声光光学双稳态装置的原理图如图2所示。其中传输部分为声光器件,反馈部分是由光电变换器件和功率放大器组成的。仿效电光双稳装置,也可对图2所示系统采用线性的、对时间 t 平移不变的物理模型^[9]来描述。由此可推导出该系统的动态特性方程为

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 \dot{I}_{out}(t) &= -I_{out}(t) + \bar{T}_m(U) I_{in}, \\ \tau_2 \dot{U}(t) &= -(U - U_B) + g I_{out}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 τ_1 、 τ_2 分别为传输和反馈部分的时间常数, I_{in} 、 I_{out} 分别为系统的输入和输出(光强), U_B 为偏置宗量,它与调制器上的偏置电压成比例。 g 为光强与参量 U 之间的转换系数。如令方程(5)中 $\dot{I}_{out}(t) = 0$, 并考虑到(4)式,则可得到系统的平衡态解,即

$$I_{out} = \bar{T}_m(U) I_{in}, \quad U = U_B + g I_{out}, \quad (6)$$

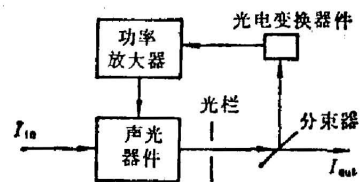


图2 喇曼-奈斯声光光学双稳原理图

Fig. 2 Diagram of acousto-optical bistability device

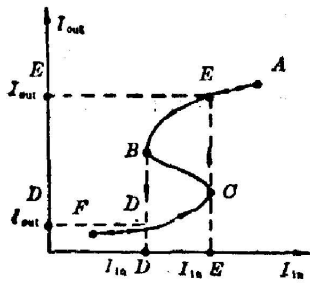


图3 双稳系统的稳态解
Fig. 3 Balance state solution for bistability system

取一级衍射光为反馈系统提供反馈时,则有

$$I_{out} = \bar{T}_1(U) I_{in}, \quad U = U_B + g I_{out}, \quad (7)$$

$$\bar{T}_1(U) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} J_r^2(U) J_{r-1}^2(U/\alpha). \quad (8)$$

通过计算不难得出结论:只要合理选择 α 、 g 和 U_B 值,由 (7)、(8) 式即可给出 $I_{out} \sim I_{in}$ 间的 S 型曲线,如图 3 所示,这表明系统处在一个输入 I_{in} 对应两个(或两个以上)输出 I_{out} 的双稳(或多稳)状态下。可以证明,在图 3 所示的平衡态曲线上并非所有点对应的状态都是稳定的。其中 OB 线段对应的状态是不稳定的,因此在实际上它是不存在的。

四、喇曼-奈斯型声光光学双稳态特性分析*

以一级衍射光作反馈为例,借助计算机对 (7)、(8) 式求解,即可得到不同行波系数 α 、不同偏置参量 U_B 以及不同转换系数 g 情况下的 $I_{out} \sim I_{in}$ 关系曲线。

图 4 是取 $\alpha=15$ 、 $g=4.8$ 时对不同偏置 U_B 值作出的一组 $I_{in} \sim I_{out}$ 关系曲线。为了能从理论上求出平衡态曲线上的上升临界点(图 3 中的 O 点)和下降临界点(图 3 中的 B 点)坐标值,由 (7)、(8) 式写出

$$\left. \begin{aligned} I_{in} &= \frac{I_{out}}{\sum_{r=-\infty}^{\infty} J_r^2(U) J_{r-1}^2(U/\alpha)}, \\ U &= U_B + g I_{out}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

令 $(dI_{in}/dI_{out})=0$, 则得到

$$\sum_{r=-\infty}^{\infty} \left\{ J_r^2(U) J_{r-1}^2(U/\alpha) - 2(U - U_B) J_r(U) J_{r-1}^2(U/\alpha) [J_{r-1}(U) - (r/U) J_r(U)] - [2(U - U_B)/\alpha] J_r^2(U) J_{r-1}(U/\alpha) \left[J_{r-2}(U/\alpha) - \frac{\alpha(r-1)}{U} J_{r-1}(U/r) \right] \right\} = 0, \quad (10)$$

满足(10)式时,系统处于临界状态。利用数值求解可得到满足该式的前两个解 U_0 、 U_B , 然后利用(9)式求出 U 分别为 U_0 、 U_B 时的坐标 (I_{in}^0, I_{out}^0) 和 (I_{in}^B, I_{out}^B) , 进而可确定滞后回线(即双稳区)的宽度,即 $\Delta I = I_{in}^0 - I_{in}^B$ 用同样方法,以 U_B 、 g 为参数求出不同 α 值的上升与下降临界点坐标 $(I_{in}^0$ 和 $I_{in}^B)$ 。这样就可以作出 $\Delta I \sim \alpha$ 、 $\Delta I \sim g$ 以及 $\Delta I \sim U_B$ 关系曲线。图 5 给出的是 $g=4.8$ 时的一组 $\Delta I \sim \alpha$ 关系曲线。从图 5 中不难看出当 $\alpha \rightarrow 1$ 时,亦即声光器件趋于驻波状态运行时, $\Delta I \rightarrow 0$, 说明滞后回线消失,光学双稳态不复存在。同时还可以看出, α 增大到一定程度后, ΔI 的变化趋于饱和,这说明 α 对双稳态的影响只表现在一定的范围之内,超过这一范围,行波成分已占绝对优势,因此导致双稳态的非线性已经足够。这时和纯行波声光双稳态的特征也就没有本质差别了。

以上分析是在取一级光反馈条件下作出的,如取零级光反馈,也可通过类似计算求出相

* 由于以上讨论对于各种声光效应均适应,因此,这里的分析可推广用于布喇格型声光双稳态情况,只是将这里的贝塞尔函数改写为正弦函数即可。进而可知,以下分析仍具有普遍意义。

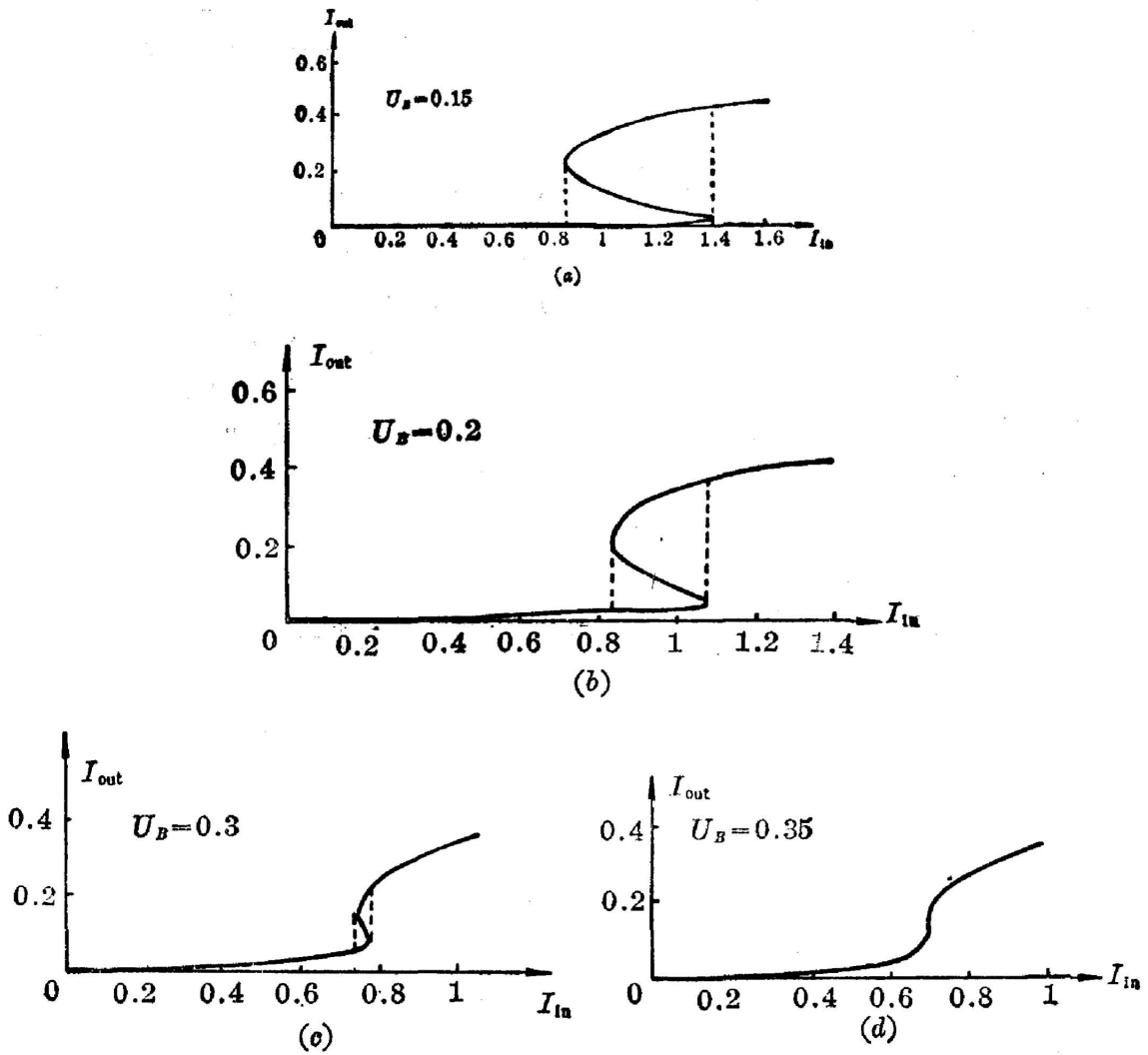


图 4 不同偏置 U_B 值的 $I_{in} \sim I_{out}$ 关系理论曲线
 Fig. 4 Calculated bistability curves for different U_B

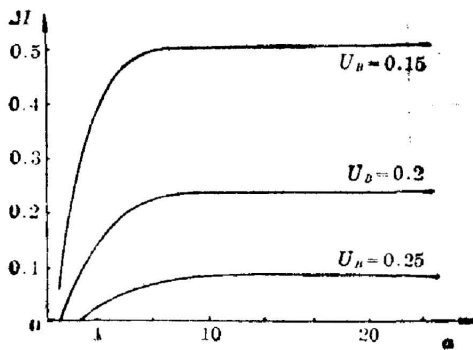


图 5 $\Delta I \sim \alpha$ 关系曲线 ($g = 4.8$)
 Fig. 5 ΔI versus α curves ($g = 4.8$)

应结果,并给出 ΔI 与 α 、 g 、 U_B 各参数的关系曲线。不过从图 1 所示结果已经可以看出,在这种情况下,只有当 $\alpha > 5$ 时,非线性才开始明显,就是说此时才出现产生双稳态的可能性。当然, $\alpha = 1$, 即纯驻波情况下,光学双稳态也就不可能存在了。

五、声光学双稳态实验及其结果

实验装置如图 6 所示,其中 L_1 、 L_2 为 He-Ne 激光器, S_1 、 S_2 为强度衰减器, M 为声光调制器, K 为光阑, P 为功率源, BS_1 、 BS_2 为分束器, D_1 、 D_2 、 D_3 为光电转换器, M_1 、 M_2 为反射镜, DS 为控制电路, G 为 X-Y 记录仪。传输系统由 K 和 M 组成。光阑选取合适的衍射级次,并通过分束器 BS_2 将一部分光功率反馈送给由 D_2 、 DS 和 P 构成的反馈系统,从而使声光调制器的驱动功率受到反馈信号控制。声光调制器的介质选用蒸馏水,这样,可通过调节水深选择行波系数 α 的大小。由于水介质有很强的吸声能力,因此随着水的深度

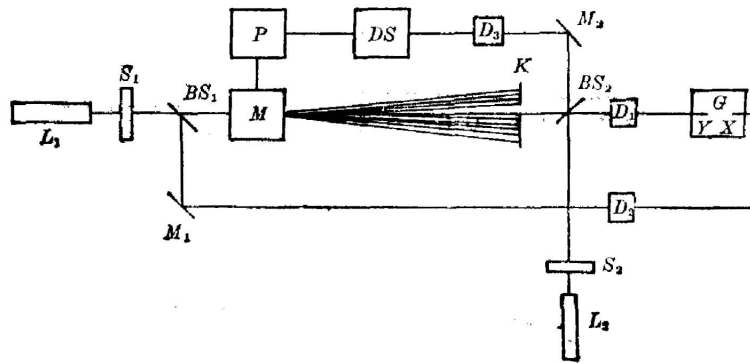


图 6 声光双稳态实验装置示意图

Fig. 6 Experimental setup of AOBDS

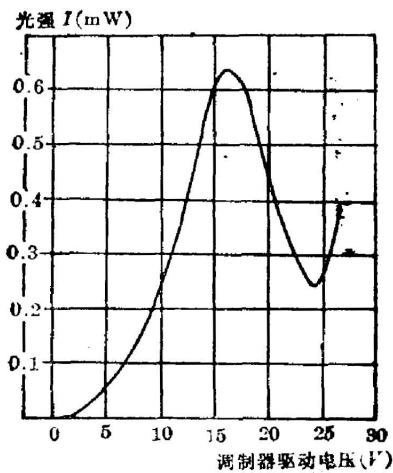


图 7 声光调制曲线

Fig. 7 A-O modulating curve

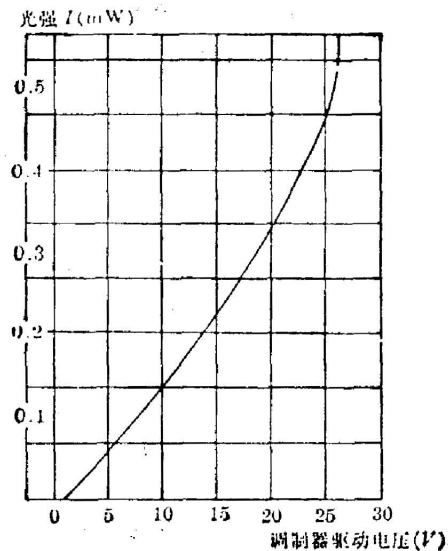


图 8 反馈曲线

Fig. 8 Feedback curve

增加, 反射声波的强度减少, 从而使 α 增大。显然, 用这种方法调节 α 大小是很方便的。

图 7、图 8 是该实验装置的调制曲线(光功率 P 与调制器驱动电压 V 的关系)和反馈曲线(光强 I 与电压 V 的关系)。图 9 是喇曼-奈斯型调制器的声光衍射强度分布。在这些条件下, 选择各有关参数, 即可通过图 6 装置观测系统的双稳特性。图 10 给出一组典型的双稳特性曲线。它们是在调节水深, 即改变 α 值大小情况下由 X-Y 记录仪绘制的。可以看出, 随 α 值改变双稳区域 ΔI 发生相应变化, 当水深降到一定程度 ($\alpha \rightarrow 1$) 时, 调制器处于纯驻波状态下, $\Delta I \rightarrow 0$, 即双稳态消失。如果固定 α, g 改变 U_B 大小, 我们得到与图 10 完全类似的一组双稳曲线, 其变化规律大体上与图 4 所示理论曲线相符。

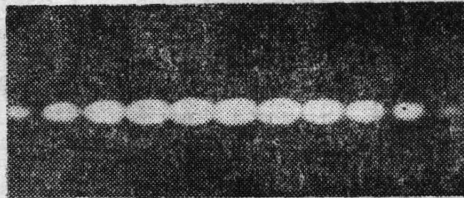


图 9 声光衍射图

Fig. 9 The picture of A-O diffraction

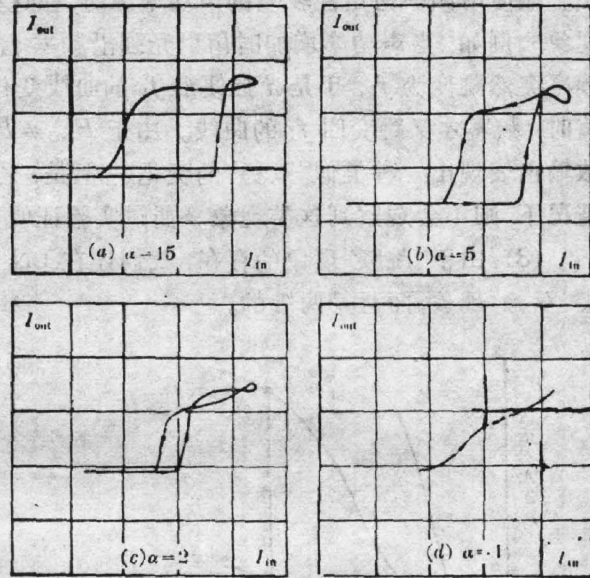


图 10 不同 α 值下的双稳曲线 ($U_B=0.2$)

Fig. 10 Bistability curves for different α ($U_B=0.2$)

为了演示声光双稳态的多通道特征, 我们还利用图 6 所示实验装置, 在取一级衍射光作反馈时测量其它衍射级次的相关双稳特性。图 11 即为二级衍射光与一级衍射光在同一条件下输出的双稳特性曲线。比较可知, 两者有类似的双稳曲线, 但在 I_{in} 方向上有一小的位移, 这一点可由(2)式所给出的各级透过率特性曲线^[5]上得到解释。

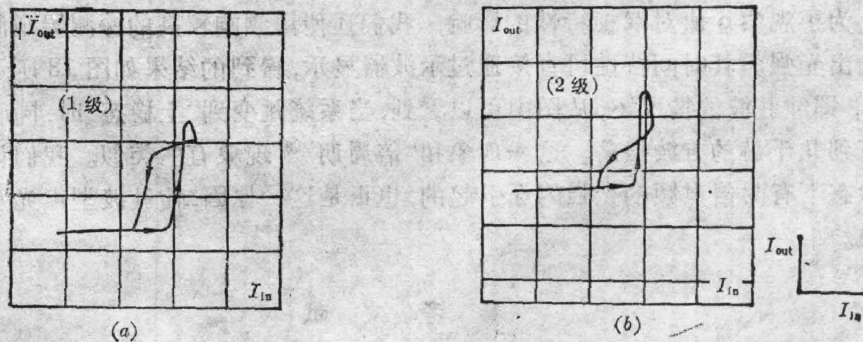


图 11 同一条件下不同级的输出双稳特性曲线

Fig. 11 Bistability curves for different diffraction orders under identical condition

六、结论与讨论

(1) 声光光学双稳态与声场状态有明显依赖关系。仅当行波系数 α 大于一定值时方能

产生足以导致光学双稳态所需要的非线性。当 α 为 1 (即纯驻波声场) 时, 声光双稳态便失去实际意义。

(2) 在纯驻波声场情况下, 由于声光调制器有一定的带宽, 因此可在一系列非连续的频率点上出现声光衍射^[10], 而且具有不同形式的衍射强度曲线, 图 12 是实际测量到的曲线形式。在使用频率稳定性较差的声功率源时, 在这些衍射曲线间常常出现跳换, 或称之“跳频”现象。例如, 当声功率增加时衍射光强沿频率 f_1 的曲线变化, 增加到某一声功率 P_{ac2} 值时频率突然跳变为 f_2 , 于是光强便沿 f_2 的曲线变化, 如果此时减小声功率, 则直到某一 P_{ac1} 值时, 频率才又跳变回 f_1 的曲线。由于 $P_{ac1} \neq P_{ac2}$, 而 P_{ac} 的大小又是由反馈系统控制的, 故输出表现出一种类似“双稳”的变化。但是, 若使用稳频的声功率源或当线路匹配较好的情况下, 则不会观察到这类现象。通过实验证明了这一分析的正确性。

(3) 由于“跳频”现象的存在, 我们还在 LN 电光调制器的声共振效应中^[10] 观察到了这类“双稳”现象, 而且是两维的。

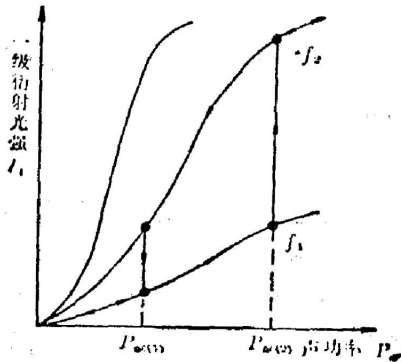


图 12 不同频率下的声光衍射曲线
Fig. 12 A-O diffraction curves for different frequency f

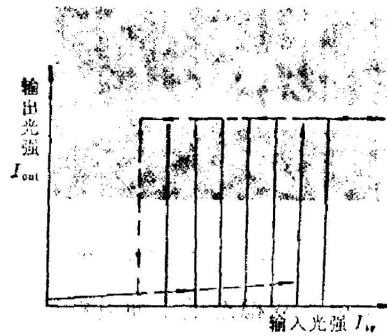


图 13 光学双稳态实验中的“自持振荡”现象
Fig. 13 “Self-oscillation” phenomenon in AOB experiment

(4) 为了观察 α 值对双稳特性的影响, 我们还使用频响较高的探测器观测处于双稳状态下的输出光强。其时间特性可直接通过示波器显示, 得到的结果如图 13 所示。对于行波系数为 1, 即纯驻波的情况下, 从图中可以看到, 当系统跳变到“上稳态”时, 同时产生频率大约为几百到几千赫的方波振荡。这一现象和“倍周期”^[12] 现象有些类似。我们认为这是由于在驻波状态下有两倍声频的光强闪烁引起的, 也正是这一原因, 使驻波型声光双稳态失去了实际意义。

参 考 文 献

- [1] J. Chrostowski *et al.*; *Opt. Commun.*, 1982, **41**, No. 2 (Feb), 71.
- [2] J. Chrostowski *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1984, **30**, No. 1 (Jul), 336.
- [3] H. Jerominek *et al.*; *Opt. Commun.*, 1984, **51**, No. 1 (Aug), 6.
- [4] 梁桂云等;《光学学报》, 1985, **5**, No. 7 (Jul), 658.
- [5] 董孝义, 盛秋琴;《激光》, 1982, **9**, No. 3 (Mar), 157.
- [6] R. Klein, D. Cook; *IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics*, 1967, **SU-24**, No. 2 (Feb), 123.
- [7] 李荫远, 杨顺华;《非线性光学》, (科学出版社, 北京, 1976).
- [8] 李淳飞;《物理》, 1982, **11**, No. 11 (Nov), 664.

- [9] 李永贵, 张洪钧;《物理学报》, 1983, **32**, No. 3 (Mar), 301.
[10] 董孝义等;《中国激光》, 1983, **10**, No. 2 (Feb), 97.

Acousto-optic optical bistability in different states of acoustic field

DONG XIAOYI ZHANG XIAOJIE AND SHEN QIUGEN

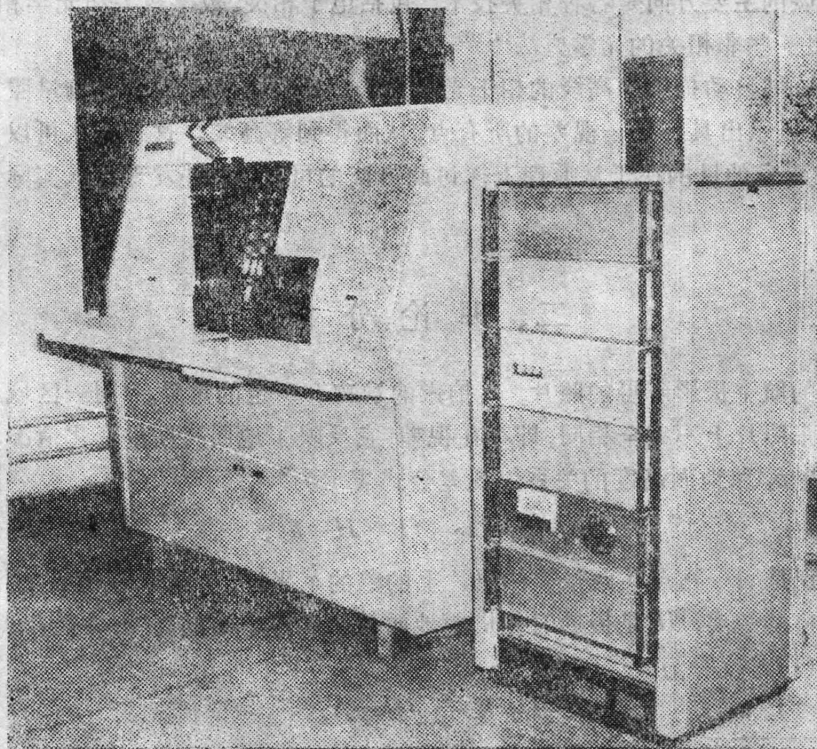
(Moder Institute of Optics, Nankai University)

(Received 3 October 1984; revised 20 June 1985)

Abstract

Characteristics of A-O optical bistability with different acoustic travelling-wave coefficient α and effects of acoustic field state on the bistability are analysed. It is pointed out that for A-O bistability to be of practical usefulness the acoustic field should have a specific α coefficient. When $\alpha=1$ (i. e., pure acoustic standing-wave field) the A-O bistability becomes useless. Experimental results are in agreement with theories.

扫描式投影光刻机



(数据文字见本期 1068 页)

(高瑞昌 程逸殿)