

Bragg 声光调制稳定激光零级衍射 振幅环内的光学混沌

廖世强 王育竹

(中国科学院上海光机所)

Optical chaos in the zero-order amplitude stabilization ring of Bragg acousto-optic modulated laser light

Liao Shiqiang, Wang Yuzhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

提要: 报道一种利用 Bragg 声光调制衍射光束分束比稳定激光零级衍射光振幅的实验装置, 稳定性优于 5×10^{-5} 。研究了声光晶体非线性效应在高增益声光调制自控稳幅环内, 产生激光混沌的机理, 实验观察到了混沌现象。

关键词: 光学混沌, 布喇格声光调制, 激光幅度稳定

一、前 言

近年来对声光晶体内光场与声场相互作用机理的研究^[1,2], 给出利用 Bragg 声光调制产生零级和一级衍射光的特性, 能够实现在外环路中稳定激光振幅。本文作者利用这一特性研制一种 Bragg 声光调制衍射光分束比稳定零级光振幅的实用装置, 并用以研究声光非线性效应在高增益自控环内产生激光混沌的机理。

研制的自控环, 增益为 3.5×10^8 , 零级光振幅稳定精度优于 5×10^{-5} 。分析了非线性声光系统产生激光混沌的动力学参变量, 实验观察到了从稳态到混沌态的转变过程。

二、Bragg 声光调制稳幅环 及光学混沌机理

考虑一束激光入射在一工作于 Bragg 区的声光晶体上, 光与声场相互作用产生零级和一级衍射光 E_0 及 $E_{\pm 1}$ 。出现 E_{+1} , 还是 E_{-1} , 取决于入射光与声光晶体轴形成的 Bragg 角 α_B ^[3], α_B 满足关系式

$$2\alpha_B = \frac{K}{k} = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1)$$

λ 为光波长; Λ 为声波长; K 为声波矢量; k 为光波矢量。声场可写为

$$S(z, t) = [S \sin(\omega_s t - Kz)] \quad (2)$$

其中 ω_s 为声场频率, $[S]$ 为声场振幅, 光与声

场相互作用输出的零级衍射光 E_0 , 和一级衍射光 $E_{\pm 1}$ 与声场振幅满足关系式^[3]

$$E_0 = E_i \cos\left(\frac{\pi l}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M} |S|\right) \quad (3)$$

$$E_{\pm 1} = -jE_i \sin\left(\frac{\pi l}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M} |S|\right) \quad (4)$$

其中 E_i 为入射光振幅; l 为声光晶体与光相互作用长度; M 为声光介质优质系数。

以上给出的关系式, 均属入射光与声光晶体满足 Bragg 角条件的情况。当入射光与声光晶体不满足 Bragg 角条件, 而有一微小偏离时(见图 1, 实线为入射光满足 Bragg 角条件, 虚线为入射光与声光晶体形成的夹角 α 偏离 α_B 时的情形), 则对一级衍射光而言, 有效的声场波矢量 K_e 因入射角被调偏而减小

$$K_e = K \cos(\alpha - \alpha_B),$$

当 $\alpha \neq \alpha_B$, 且 $|\alpha - \alpha_B| \ll \alpha_B$ 时, 由于有效的声场波矢量的改变, 由(4)式表示的一级衍射振幅, 相应减小为

$$E_{\pm 1} = -jE_i \sin\left(\frac{\pi l}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M} |S|\right) \times \cos(\alpha - \alpha_B) \quad (5)$$

由(5)式当 $\alpha \neq \alpha_B$ 时, Bragg 声光调制衍射的分束比为

$$R = \frac{|E_{\pm 1}|}{|E_i|} = \sin\left(\frac{\pi l}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M} |S|\right) \cos(\alpha - \alpha_B)$$

将正弦函数展开为级数形式, 得到

$$R = \cos(\alpha - \alpha_B) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \times \frac{\left(\frac{\pi l}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M} |S|\right)^{2n+1}}{(2n+1)!} \quad (6)$$

上式给出改变声场振幅 $|S|$ 及改变激光的入射角 α , 都能相应改变一级衍射光的分束比, 利用这一特征, 控制激励声场的电信号强度可实现激光零级的振幅稳定。工作过程如下: 利用光探测技术, 将零级衍射光的强度变化, 反馈控制激励声场的电信号强度, 使之声场

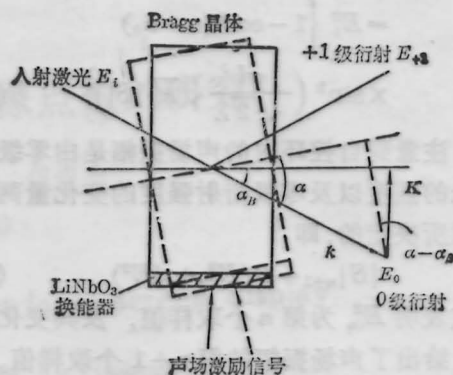


图 1 入射光与声光晶体调离 Bragg 角时, 有效声场波矢量变化后, 减小了一级衍射光振幅

振幅在光强度上升时随着增大, 这时引起有较多的入射光偏离零级衍射方向, 转移到一级衍射光束中去。当探测光强下降时, 声场激励电信号强度也随着减小, 使得一级衍射光回授到零级光束中去, 这时声光调制器扮演了一个可变分束器角色, 通过一个高增益伺服环来调节分束比, 从外环路上补偿激光振幅的起伏波动。图 2 给出了工作原理方框图。

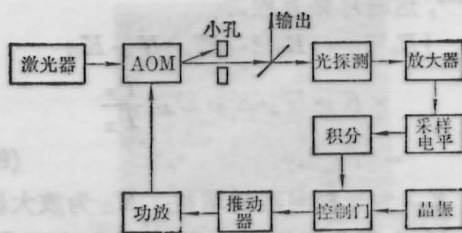


图 2 Bragg 声光调制分束比稳定激光振幅工作方框图

由(3)及(4)式给出了 Bragg 声光晶体内的衍射光振幅和声场振幅之间的非线性函数关系。图 2 示出的高增益自控环就是一个非线性声光系统。因此, 当处于闭环状态时, 适当地选择相空间中动力学参变量的数值, 就必然会产生被稳幅激光的混沌态。

考虑在图 1 中, 当夹角 α 偏离 α_B 后, 一个光探测器正对着零级衍射光, 这时探测器检测到的光强为

$$|E_0|^2 = |E_i|^2 - \cos^2(\alpha - \alpha_B) |E_{\pm 1}|^2$$

$$= E_i^2 \left\{ 1 - \cos^2(\alpha - \alpha_0) \right. \\ \left. \times \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\sqrt{2} \lambda} \sqrt{M} |S| \right) \right\} \quad (7)$$

注意到自控环内的声场振幅是由零级衍射光的强度以及零级衍射强度的变化量两个因素所决定的,即

$$|S|_{n+1} = B(E_{0n}^2 + \Delta E^2) \quad (8)$$

上式表明 E_{0n}^2 为第 n 个取样值, 及其变化量 ΔE^2 给出了声场振幅的第 $n+1$ 个取样值。 B 为一比例因子。



图3 声光自控系统的动态方框图

声光自控系统的动态方框图如图3所示。由各部件写出对应的传递函数定义的像函数, 并取像变量 $S \rightarrow \infty$ 时, 像函数的极限值。这时各部件的增益即为各自对应的传递函数^[4], 这时环路方程为

$$[E_0|_n^2 + (|E_0|_n^2 - E_{sm}^2) K_U \cdot K_G \\ \times K_P \cdot K_C \cdot K_S \cdot K_{A0} \frac{T_F}{T_R}] \\ = |E_0|_{n+1}^2, \quad (9)$$

其中 K_U 为光探测器的增益; K_G 为放大器增益; K_P 为积分器的增益; T_R 为积分时间; K_C 为控制门增益; K_S 为声场激励源增益; K_{A0} 为声光晶体增益; T_F 为换能器时间常数; E_{sm} 为采样电平; E_{0n} 为闭环后零级衍射振幅第 n 个取样初值, E_{0n+1} 为经过自控后零级衍射振幅终值。

$$\text{将 } K = K_U \cdot K_G \cdot K_P \cdot K_C \cdot K_S \cdot K_{A0} \cdot \frac{T_F}{T_R}$$

定义为环路增益, 则

$$\Delta E^2 = |E_{0n+1}^2 - E_{0n}^2| \\ = |E_{0n}^2 - E_{sm}^2| K, \quad (10)$$

将(10)式代入(8), 并注意到 K 值很大, 则(7)式为

$$[E_0|_{n+1}^2 = |E_i|^2 \{1 - \cos^2(\alpha - \alpha_0) \\ \times \sin^2(\theta - \theta_0)\} \\ = F(|E_i|^2, K, \alpha, |E_0|_n^2), \quad (11)$$

其中, $\theta = \frac{\pi l}{\sqrt{2} \lambda} \sqrt{M} B K |E_0|_n^2$,
为闭环的动态相角;

$$\theta_0 = \frac{\pi l}{\sqrt{2} \lambda} \sqrt{M} B K |E_{sm}|^2,$$

为闭环的初始相角。

由非线性理论, 声光调制自控激光振幅环由 E_i 、 K 、 α 、 E_{0n} 四个动力学变量组成了一个相空间。(11)式的高增益环将声光晶体的非线性效应扩大了 K 倍, 形成了激光束通过声光晶体产生混沌态的条件。

当闭环系统为稳态时, 要求

$$[E_0|_{n+1}^2 = |E_0|_{n0}^2 \quad (12)$$

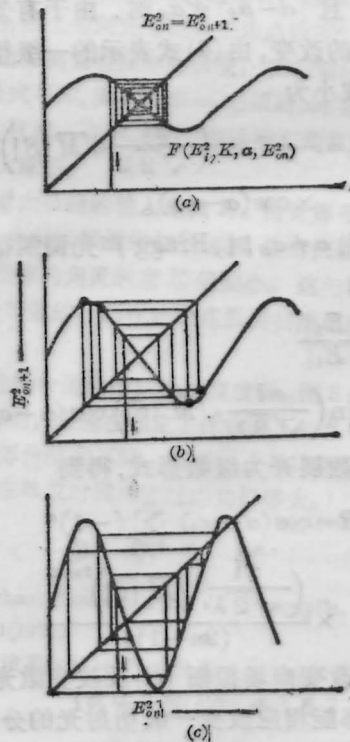


图4 一维相图 $E_{0n+1}^2 = F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$
调整 α 角时的图解

(a) 为稳态; (b) 为在时间上周期性输出;
(c) 为 α 偏离 α_B 较小时出现的混沌态

从(12)及(13)式不难画出 $|E_0|_{n+1}^2 = F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 一维相图在取不同 α 角值时的图解。图 4 给出系统从稳态过渡到混沌态的过程。图 4(a), 当 $F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 为小数值时, 被稳的零级衍射光强经过多次循环, 收敛于 $|E_0|_{n+1}^2 = |E_0|_n^2$ 与 $F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 曲线的一个交点上, 形成稳态。图 4(b) 给出 $F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 幅值增加时, 循环图在两条曲线上形成了多于一个点的固定交点。这时在光振幅上出现了按一定频率的起伏, 类似于光振幅被一固定频率的信号所调制。图 4(c), 当 $F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 为更大幅值时, 循环图在两条曲线上不能形成固定的交点, 这时系统形成完全的混沌态。在零级衍射光的振幅上出现不同于噪声或随机起伏, 而是有频率结构的不定位相抖动现象。

三、实 验

行波 Bragg 声光调制器晶体为 ZF_6 玻璃, 光的传输波段为 $460 \sim 2500 \text{ nm}$ 。声光优值系数 $M_e = 19 \times 10^{-16} \text{ s}^2/\text{g}$, 中心频率为 50 MHz , 可在激光任意偏振取向工作。换能器为 Y 切 36° LiNbO_3 。

图 5 给出在 50 MHz 声场作用下, 在满足 Bragg 角 α_B 的条件时, He-Ne 激光通过

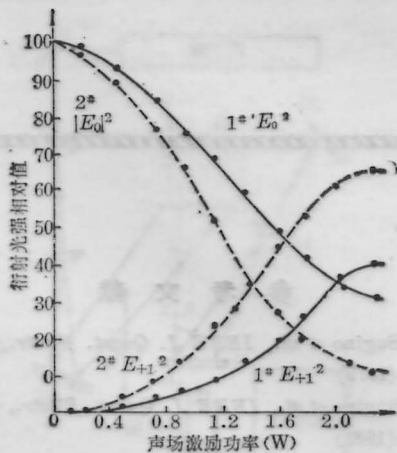


图 5 Bragg 区内零级和一级衍射光强度与激励声场的电信号功率关系的实测曲线

声光调制器时, 零级和一级衍射光相对强度的实测曲线。测量了两块晶体, 结果显示 $|E_0|^2 + |E_1|^2 < 1$, 这是由于声光调制器实际并非理想地工作在 Bragg 区内, 而是工作于 Bragg 和 Debye-Sears 区之间。当激励声场的电信号功率超过 0.4 W 以后, 观察到有 2 级衍射光束出现。图 5 中的曲线给出, 最大衍射斜率出现在激励声场的电信号功率为 $1.2 \sim 1.6 \text{ W}$ 区内。实验方案选择在声光调制衍射斜率为最大时, 作为设计环路的参考点。

He-Ne 激光器功率为 1 mW , 各部件(图 2)参数调整在: $K_G = 3 \times 10^3$; $K_P = 5 \times 10^4$; $K_S = 12$; $\tau_P = 0.2 \text{ s}$ 。

He-Ne 激光闭环锁定后的零级衍射光强的稳定度测量是用多位数字电压表, 直接测量光探测器的输出, 同阿方差一秒取样计算出优于 5×10^{-5} 。

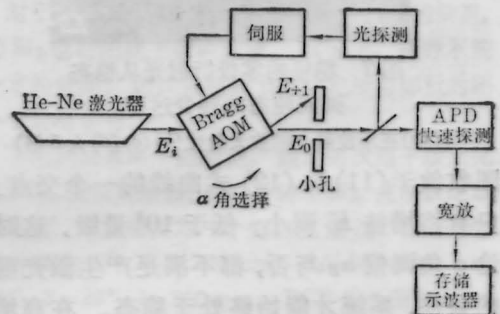


图 6 观察声光调制自控激光振幅环内激光混沌态的实验方框图

观察闭环时激光混沌的实验装置见图 6, 一个快速雪崩光电二级管直接探测稳幅后的零级光, 检测信号经过宽带放大器, 用示波器显示记录。当激光零级光被锁定处于稳态时, 显示为一纯噪声谱, 见图 7(a)。这时 α 角偏离 α_B 较大。这是由于实验是在高增益自控环内进行, $K = 3.5 \times 10^8$, 在(11)式内正弦项内的动态相角 θ 变化很快, 声光非线性效应被扩大了 8 个量级。产生了激光混沌的条件, 只有同时将 α 角调偏离 α_B 角, 使得正弦项的幅度 $\cos^2(\alpha - \alpha_B)$ 远小于 1, 才能获得系统的稳定, 即对应于图 4(a)分析的情形, 循环

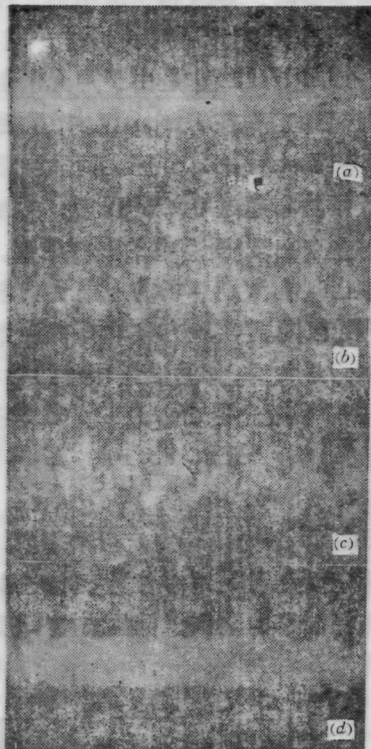


图7 稳幅的零级衍射光从稳态到混沌态的转变过程

((a)在示波器上的放大量比(b)(c)(d)大5倍)

图收敛于(11)与(12)式曲线的一个交点上。只有将增益 K 调小, 低于 10^4 量级, 这时不论 α 角调偏 α_B 与否, 都不满足产生激光混沌的条件, 系统才能始终处于稳态。在高增益环内减小 α 角与 α_B 角的偏离, 将(11)式内的

正弦项幅值调大, 在相图上形成一种固定循环, 这时激光束的振幅被一固定频率所调制, 见图7(b), 即对应于图4(b)分析的情形。当进一步减小 α 角与 α_B 角的偏离时, 开始出现分叉现象, 即相图上形成的固定循环交点成倍增加, 这是混沌转变过程中的特征现象, 图7(c)显示出这种过程。当调整使得 $\alpha = \alpha_B$ 时, $F(E_i^2, K, \alpha, E_{0n}^2)$ 的幅值有最大起伏, 在相图上的循环不再有规则性, 激光的零级衍射完全混沌。这种无规则性, 不同于噪声和随机起伏, 它是在一定的频率宽度的结构内的无规则循环。所谓频率宽度, 是指相图中无规则循环的速率, 它有一个变化区间, 它主要由环路增益 K 所决定。由于 $|E_0|_n^2$ 取值的起伏, 形成 θ 的无规则抖动, 图7(d)显示了完全混沌态。

作者对上海光机所李世英同志, 意大利计量院 Dr. F. Picotto 所给予的商讨表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Adrianus Korpel, *Proc. IEEE*, **69**(1), 48(1981)
- 2 E. M. Алленцев, *Измерительная техника*, (8), 34 (1981)
- 3 J. Sapriel, *Acousto-Optics*, John Wiley & Son Ltd, 1979
- 4 陆道政, 季宝新, *自动控制原理及设计*, 上海科技出版社, 1978

(上接第517页)

4. 光谱特性

用日本 ANDO 公司的 AQ-1417B 型光谱仪测量了器件的光谱特性。其线宽为 30 nm 左右, 激射峰值波长一般在 830~850 nm; 多纵模运转时, 纵模间距为 0.4 nm; 单纵模运转时, 谱线宽为 0.15 nm。

在器件研制过程中曾经得到中国科学院半导体七室马朝华等同志的帮助, 在此表示

感谢。

参 考 文 献

- 1 T. Sugino *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-15**, 714(1979)
- 2 T. Sugino *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 745(1981)
- 3 M. Wada *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 776(1981)