

扫描法布里-珀罗光学双稳态装置

李淳飞 许景春

(哈尔滨工业大学 物理教研室)

提 要

提出一种不含非线性介质的新型双稳态光学装置,用一个具有反馈的扫描 F-P 干涉仪和一台单模激光光源显示光学双稳性。文中介绍了这种装置的原理、特性和实验结果。

一、前 言

光学双稳态是光束通过某种光学装置时光强发生一种非线性变化的现象,它以输入-输出光强特性具有双稳滞后回线为特征。利用这种特性可以制成具有光开关、光存储、光放大等功能的光学器件,在光通信和光信息处理方面将具有重要的应用价值。其特点是开关速度快,不存在射频干扰,并可做成低功耗的集成光学元件。

双稳态光学装置(BOD)的研究是从六十年代末开始的。在初期发展阶段主要属于非线性 F-P 干涉仪类型,即将非线性介质置于 F-P 干涉仪中构成。利用激光的高强度,使 F-P 谐振腔中非线性介质的折射率发生变化,从而改变光的相位差,致使输入与输出光强间产生双稳态关系。其中非线性介质的种类包括:可饱和染料^[1]、Na 蒸汽^[2]、克尔介质^[3]、红宝石^[4]、液晶半导体^[5]等。这类 BOD 的缺点是要求输入光功率较高(MW/cm²量级),其介质的非线性不能随意调变,而且不便实现集成化。

1977年 P. W. Smith(美国贝尔实验室)等人提出将电光晶体置于 F-P 干涉仪中,输出光通过光电元件反馈控制加在晶体上的电压,利用普克尔效应改变晶体的折射率,产生人为的非线性,从而获得可调变的双稳态输入-输出特性。按此原理制成的双稳器件,被称为“电光非线性 F-P 双稳态光学器件”^[6]。

1978年美国南加利福尼亚州立大学 E. Garmire 等人提出一种新型电光双稳态光学器件。它不需要制造起来比较困难的 F-P 谐振腔,也无需单模激光光源,被称为“无腔镜非相干双稳态光学器件”^[7]。该器件采用具有反馈的电光偏振调制装置,装调简便,易于实现集成化。但是该器件调制曲线为正弦型,不如 F-P 谐振腔的透射曲线锐度高,因而双稳特性曲线形状不理想。

1979年我们在电光偏振调制方案的基础上,采用非线性反馈装置,使该装置既易于实现又具有良好特性,获得了近矩形输出-输入特性曲线,称之为“具有非线性反馈的光学双稳态装置”^[8]。

1978~1980年间还出现过多种其他类型的 BOD 方案,如可调谐染料 BOD^[9],非线性界

面 BOD^[10], GaAs BOD^[11], 斯塔克效应 BOD^[12], 以及多稳态光学器件^[13]等。从 1978 年开始, 还报导了 F-P 谐振腔型^[14]、偏振调制型^[15]和双通道型^[16]的集成波导化双稳态光学器件的试制结果。

以上综述的各种双稳态光学器件具有一个共同特点, 即在光学装置中皆含有一块非线性介质。该介质的存在使光损耗增大, 光信号的探测和机构的调整更为困难, 并且使器件损耗的功率增大。本文介绍一种不需要任何非线性介质的双稳态光学装置。它采用扫描 F-P 干涉仪和单频激光光源, 利用逆压电效应, 将输出光反馈调控 F-P 谐振腔的腔长, 从而改变相位差, 实现双稳运转。这种方案的优点是: 不存在非线性介质对光的散射、吸收损耗, 因而消耗光功率小, 调整方便, 易于控制。

二、实验装置

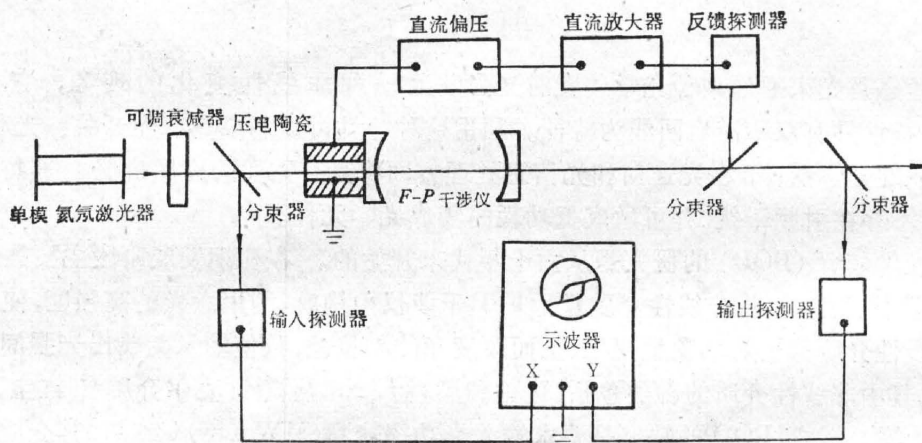


图 1

本实验装置如图 1 所示。单模激光器输出的光束通过可调衰减器(可旋转的偏振器)入射扫描共焦 F-P 干涉仪。自透射光中(经分光镜)分出的反馈光信号由探测器变成电信号, 再经放大器放大之后加在压电陶瓷上, 利用逆压电效应调制 F-P 谐振腔的腔长, 引起相位差变化, 而获得输入-输出光的双稳特性。双稳特性是通过两个光电探测器分别将输入光和输出光信号转变成电信号, 加在超低频示波器上显示。特性曲线的形状可以通过直流偏压来控制。

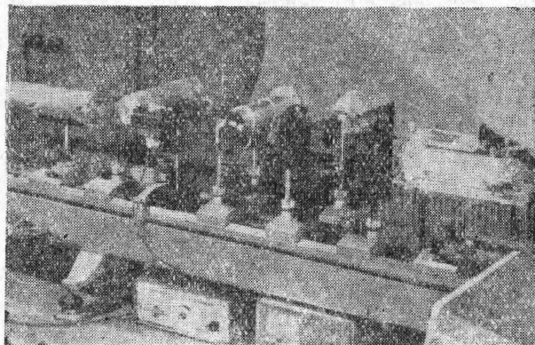


图 2

共焦 F-P 干涉仪腔长为 50 mm, 反射镜镀多层介质膜, 中心波长为 6328 \AA , 反射率 $\geq 99\%$ 。压电陶瓷材料为锆钛酸铅, 灵敏度约 30 \AA/V 。光源为单模稳频 He-Ne 激光器, 输出偏振光。放大器和探测器皆工作在线性区。若采用光电倍增管作反馈探测器, 无需另加放大器。

具体实验光路照片见图 2。

三、工作原理

设入射光强为 I_i , 透射光强为 I_t , 光束通过 F-P 干涉仪, 其透射率 τ 与相移 ϕ 的关系为

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \phi/2}, \quad (1)$$

其中

$$F = 4R/(1-P)^2, \quad (2)$$

式中 $R = r^2$, r 为每块反射镜的反射率, ϕ (对共焦 F-P 谐振腔) 是四次单程通过腔长引起的相位差, 因此

$$\phi = \frac{8\pi}{\lambda} nL, \quad (3)$$

其中 λ 为入射光波长, n 为介质折射率, L 为 F-P 谐振腔的腔长。当 $\phi = 2m\pi$ 时透射率出现极大值, 相邻峰值的相移差为 2π , 见图 3。

本装置是通过改变腔长使 ϕ 发生变化 (折射率 n 和入射光波长 λ 保持不变), 因而

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \frac{8\pi}{\lambda} n\Delta L, \quad (4)$$

其中 ϕ_0 是腔长为 L_0 时的初始相移。

考虑到反馈过程, 从透射光 I_t 中分出的一部分作为反馈光, 其光强与探测器和放大器输出电压 V 成正比, 该电压引起压电陶瓷伸缩而使 F-P 腔长变化 ΔL , 当 ΔL 不太大时, V 与 ΔL 成正比, 由 (4) 则有

$$\Delta\phi \propto \Delta L \propto V \propto I_t, \quad (5)$$

或

$$\phi - \phi_0 = KI_t, \quad (6)$$

其中 K 为比例常数。由 τ 的定义及 (6) 式得到 τ 与 ϕ 的第二个关系式

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\phi - \phi_0}{KI_i}. \quad (7)$$

可见由于线性反馈作用, τ 与 ϕ 的关系还存在着一个直线关系, 该直线的斜率为 $1/KI_i$, 入射光强越强, 斜率越小。 τ 与 ϕ 的关系应同时满足 (1) 和 (7) 式, 可以用作图法求解, 两曲线的交点即为本装置的工作点, 见图 3。

用可调衰减器使入射光强由小到大连续调变, 工作点则由 $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ 变化, 在

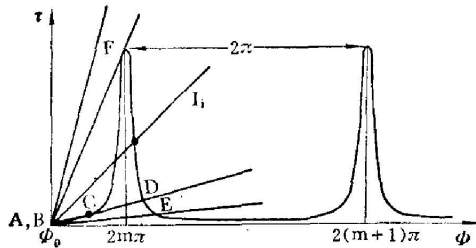


图 3

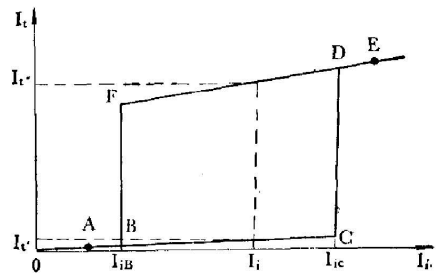


图 4

$C \rightarrow D$ 处发生透射光强由低向高的跃变。减小入射光强, 工作点则由 $E \rightarrow D \rightarrow F \rightarrow B \rightarrow A$ 变化, 在 $F \rightarrow B$ 处发生透射光强由高向低跃变。画出 $I_t - I_i$ 关系曲线为如图 4 的滞后回线。在 $I_{iB} - I_{iC}$ 范围内, 任何入射光强 I_i 都对应于两种可能的输出光强状态 I_t' 和 I_t'' , 此即双稳态。双稳范围 $I_{iB} - I_{iC}$ 的宽窄由图 3 中 $2m\pi - \phi_0$ 决定, 而 $\phi_0 = (8\pi/\lambda)nL_0$, 改变初始腔长 L_0 (通过直流偏压), 则可改变双稳特性曲线的形状。

四、实验结果

为了在实验上显示透射曲线, 在扫描 F-P 的压电陶瓷上用信号发生器加上低频锯齿波电压, 使腔长发生周期性变化。由 (4) 式, 也就引起相移周期性变化。在示波器水平方向加锯齿波电压信号, 垂直方向加自扫描 F-P 输出光探测器, 得到的电压信号, 即可在示波器荧光屏上显示出 F-P 谐振腔的透射曲线, 见图 5 照片。

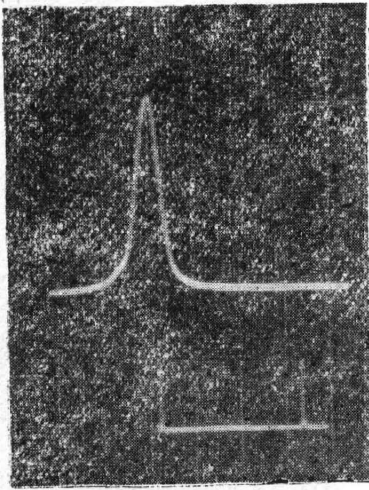


图 5

荧光屏上水平标尺每分格电压为 16.6 V, 图 5 下部为两相邻透射峰, 相应电压为 53.12 V。上部为放大 30 倍的透射曲线, 测得透射峰半宽度相应电压为 0.33 V。根据 (5) 式, 示波器荧光屏上的电压值 (即压电陶瓷上的电压 V) 与相移的变化 $\Delta\phi$ 成正比, 而相邻峰值相移间隔为 2π , 则透射峰半宽度相应的相移为

$$\Delta\phi_{1/2} = \frac{0.33}{53.1} \times 2\pi = 0.039 (\text{弧度}).$$

众所周知, F-P 干涉仪的精细度定义为相邻峰值间隔与半宽度之比

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{\Delta\phi_{1/2}}, \quad (8)$$

而 \mathcal{F} 和 F 的关系为

$$F = \left(\frac{2}{\pi} \mathcal{F} \right)^2. \quad (9)$$

由此算得 $\mathcal{F} = 161$, $F = 10500$ 。将此 F 值代入 (1) 式, 计算 $\tau - \phi$ 理论透射曲线, 结果与实验曲线 (图 5) 基本一致。

按精细度的另一个定义

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{1/2}} \quad (10)$$

及自由光谱区 (共振频率间隔) 公式

$$\Delta\nu = \frac{c}{4nL}, \quad (11)$$

将 $L = 50 \text{ mm}$ 代入 (11) 算得 $\Delta\nu = 1500 \text{ MC}$, 再由 (10) 算得 $\Delta\nu_{1/2} = 9.32 \text{ MC}$ 。而单频激光的谱线半宽度远小于这个 F-P 透射曲线的半宽度。因此当在压电陶瓷上加锯齿波电压改变共振频率 ν 时, 相当于以激光频率对 F-P 透射曲线 ($\tau - \nu$) 进行扫描。因此图 5 显示的也可看作 $\tau - \nu$ 透射曲线。

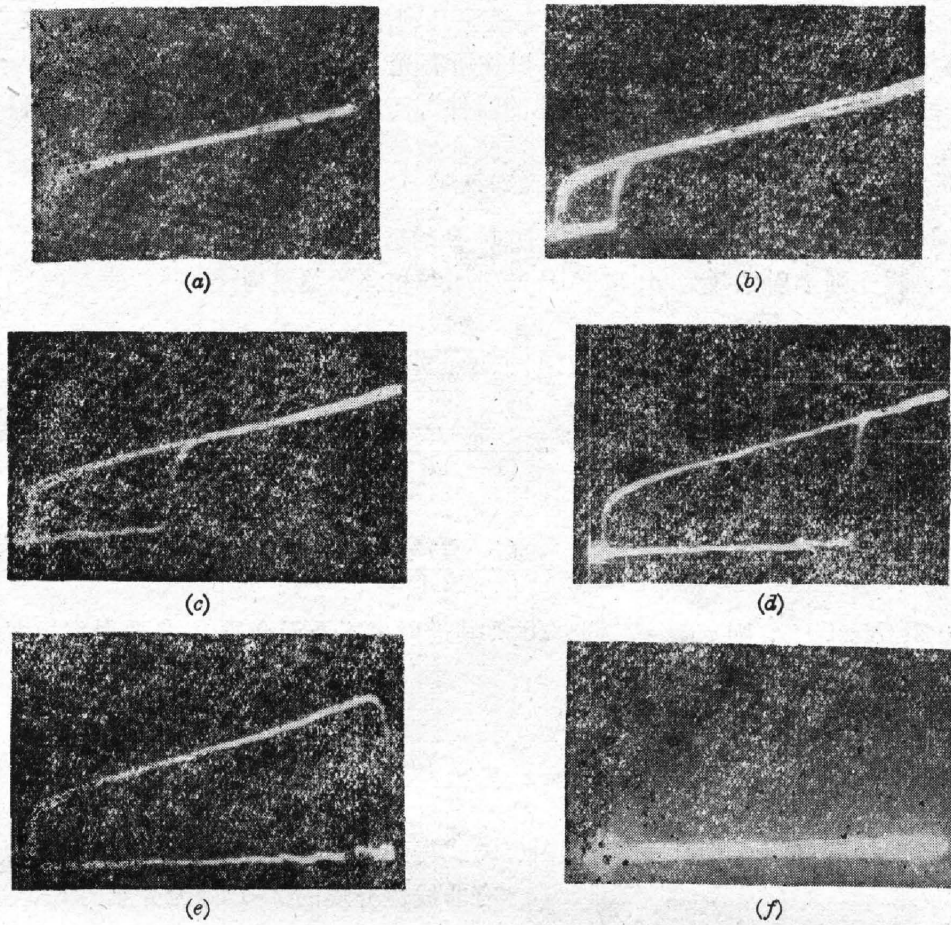


图 6

以小电机带动偏振器旋转,使输入光强周期性地变化,同时将输入和输出光信号通过光电探测器(我们用光电信增管)直接输给超低频示波器的 x 和 y 输入端,则显示出双稳曲线。图 6 给出在不同直流偏压下,即在不同 ϕ_0 值下的双稳滞后回线照片。照片(a)为 $2m\pi - \phi_0$ 取极小值,相应于图 3 中反馈直线与透射曲线顶峰相切, 工作点迅速从高稳态向低稳态跳变, 双稳回线消失。而照片(f)为 $2m\pi - \phi_0$ 取极大值, 相应于图 3 中反馈直线自透射曲线底部切点开始上移, 即入射光的最大值达不到该切点的情况, 因而工作点不能自低稳态向高稳态起跳, 双稳回线也不复存在。图 6 中六种情况可用图 7 来说明。

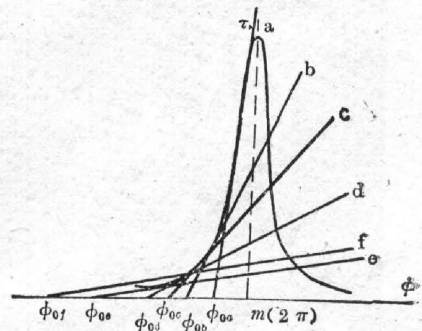


图 7

五、结 论

本装置由于在 F-P 谐振腔中不含非线性介质, 与 P. W. Smith 等人提出的电光非线性光学双稳装置有显著区别。Smith 的装置是利用电光晶体的电光效应改变 F-P 内介质的折

射率来调相,光必须通过非线性介质;而本装置是利用压电材料的逆压电效应改变 F-P 的腔长来调相,光不通过任何非线性介质。以往所有光学双稳态器件的原理可表述为:“光通过某种非线性介质产生光振幅非线性变化的器件”,而本方案的提出使光学双稳态器件的原理改变成:“使光通过某种光学装置产生光振幅非线性变化的器件”,这是光学双稳态器件在基本原理上的一个新发展。

Smith 的装置由于晶体材料的存在,使 F-P 的透射率大大降低,透射峰的半宽度增大许多。设单程光强透射系数为 A ,则 F-P 透射率与相移的关系为^[17]

$$\tau = \frac{(1-R)^2 A}{(1-RA)^2} \cdot \frac{1}{1+F' \sin^2 \phi/2}, \quad (12)$$

其中

$$F' = \frac{4AR}{(1-AR)^2}. \quad (13)$$

透射率的极大值则为

$$\tau_{\max} = \frac{(1-R)^2 A}{(1-RA)^2}. \quad (14)$$

设 $A=90\%$, $R=99\%$,则 $\tau_{\max}=7.56 \times 10^{-3}$,其透射率不及无介质 F-P 透射率极大值的百分之一,这给透射光的探测带来困难。

由(13)式算得 $F'=299.5$,再据公式

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{F'}}{2} \quad (15)$$

算得 $\mathcal{F}=27.2$ 。已知 $\Delta\nu=1500$ MC,再由(10)式得到 $\Delta\nu_{1/2}=55.2$ MC。可见在此情况下具

有非线性介质的 F-P 比无介质的 F-P 透射峰半宽度约大 6 倍。图 8 给出一个含 LiNbO_3 晶体的 F-P 的透射率—相移曲线照片。可见半宽度比图 5 所示要宽得多。半宽度的增大使所需输入的反相电压增高,因而消耗功率增大。

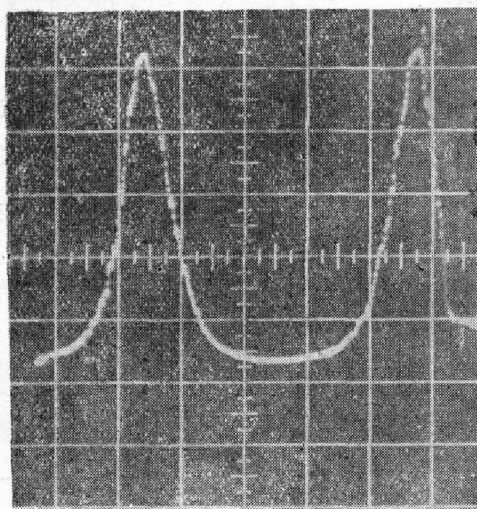


图 8

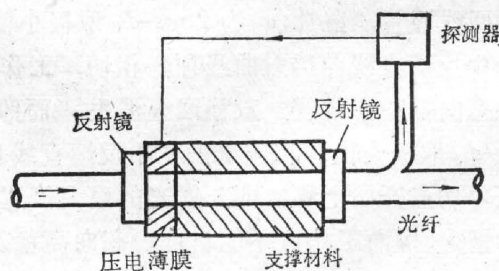


图 9

一般的压电陶瓷材料比电光晶体材料的响应时间要慢,因而器件的开关速度较低。但薄膜压电材料的响应时间与电光晶体的响应时间数量级相当^[18]。按我们的计算,要达到 F-P 透射峰半宽度的变化范围,只需使 F-P 的腔长或压电材料的厚度改变 10 \AA 量级。该长度相当于压电材料的晶格常数大小。因而可以使用薄膜压电材料,而且消耗功率极小。

这种类型的双稳光学器件的微型化很容易实现。一种简单的高速微型器件方案如图 9

所示。在一块解理晶片的晶面上贴一片压电薄膜,于晶面垂直方向钻一通光小孔,再将两块介质膜反射镜贴于晶面两侧,构成 F-P 干涉仪。在压电薄膜上施加电压则可改变 F-P 腔长。若开关速度不要求太高,支撑用的晶体可直接用压电材料(如 LiNbO_3),结构就更为简单。这种器件无需另加电源,只利用输出光提供的能量即可完成开关动作,而且可直接与光导纤维耦合,具有很好的实用价值。

参 考 文 献

- [1] J. W. Austin, L. G. Deshazer; *J. O. S. A.*, 1971, **61**, No. 5(May), 650.
- [2] S. L. McCall, H. M. Gibbs *et al.*; *J. O. S. A.*, 1975, **65**, No. 10(Oct), 1184.
- [3] F. S. Felber, J. H. Marburger; *A. P. L.*, 1976, **28**, No. 12(15 Jun), 731.
- [4] T. N. C. Venkatesan, S. L. McCall; *A. P. L.*, 1977, **30**, No. 6(15 Mar), 282.
- [5] T. Bischofberge, Y. R. Shen; *Phys. Rev. (A)*, 1979, **19**, No. 3(Mar), 1169.
- [6] P. W. Smith, E. H. Turner *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, No. 3(Mar), 207.
- [7] E. Garmire, J. H. Marburger *et al.*; *A. P. L.*, 1978, **32**, No. 5(1 Mar), 320.
- [8] 李淳飞;《物理》1978, **9**, No. 2(Apr), 99.
- [9] K. H. Levin, C. L. Tang; *A. P. L.*, 1979, **34**, No. 6(15 Mar), 376.
- [10] P. W. Smith, J. P. Hermann; *A. P. L.*, 1979, **35**, No. 11(1 Dec), 846.
- [11] H. M. Gibbs, S. L. McCall *et al.* *A. P. L.*, 1979, **35**, No. 15 (Sep), 451.
- [12] D. M. Pepper, M. B. Klein; *IEEE J. Q. E.*, 1979, **QE-15**, No. 12(Dec), 1362.
- [13] M. Okada, K. Takizzawa; *IEEE J. Q. E.*, 1979, **QE-15**, No. 2(Feb), 82.
- [14] P. W. Smith, I. P. Kaminow *et al.*; *A. P. L.*, 1979, **34**, No. 1, 62.
- [15] E. Garmire, S. D. Allen *et al.*; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, No. 2(Aug), 69.
- [16] P. S. Cross, R. V. Schmidt *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, No. 8(Aug) 577.
- [17] A. Yariv; *Introduction to Optical Electronics* (2nd Ed. Holt Rinehart and Winston, New York, 1976)
- [18] 许煜寰等编,《铁电与压电材料》(科学出版社 1978)

Scanning Fabry-Perot bistable optical devices

LI CHUNFEI AND XU JINGCHUN

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology)

(Received 16 July 1980)

Abstract

A new class of bistable optical devices is reported which does not require nonlinear medium. Optical bistability was demonstrated by using a scanning Fabry-Perot interferometer and a monomode laser. The principle, characteristics and experimental results of this device are described.