

# 非线性波导腔耦合特性研究\*

胡 功 箭

(南京大学现代分析中心)

廖常俊

刘颂豪

(中科院成都光电所)

(中科院安徽光机所)

## 提 要

对一种非线性波导耦合腔进行了理论和实验研究。研究表明,该系统的透过率随入射光强变化。对于不同的初始偏置、耦合区长度和入射功率系统具有微分放大、限幅、反常耦合和双稳运行等不同的响应。

关键词: 非线性波导腔。

## 一、引 言

光波导的线性耦合理论证明,波导边界对光场的空间约束可以有效地提高光场的局部功率密度<sup>[1]</sup>。利用波导结构来降低实现光学双稳所需能量的研究已经引起了广泛地注意<sup>[2,3,8]</sup>。本文在国外已有工作的基础上对非线性对耦合腔系统的输入输出特性进行了理论和实验研究。研究表明,该系统的透过率是入射光强的函数。随初始预偏置的改变系统的输入输出特性表现出微分放大、限幅、反常耦合等多种特征。强光入射时系统还显示高阶非线性效应。实验还观测了系统的光学双稳特性。研究间接地证明了利用类似结构实现高速低耗光开关是完全可能的。

## 二、实验及装置概述

如图1所示调Q激光器发出的光脉冲经偏振器起偏后由分光板分束。一束经过非线性对耦合系统进入探测器,另一束经过光学延迟线进入探测器。延迟线长8.7m,延迟时间29ns。如图2所示。对耦合腔如图3所示由两块重火石玻璃半球镜构成耦合镜。系统的结构参数为耦合镜直径35mm,材料ZF-7玻璃,1.06 $\mu$ m处折射率 $n_3=1.7747$ 。平面镀以SiO<sub>2</sub>薄膜,薄膜厚度 $b=0.2\mu$ m,薄膜折射率为 $n_2=1.46$ 。两夹层间由非线性折射系数为 $n_{12}=2.2\times 10^{-6}\text{cm}^2/\text{MW}$ 的硝基苯(C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>NO<sub>2</sub>)构成波导层,波导有效厚度 $d=3\mu$ m,其折射率为 $n_{10}=1.508^{**}$ 。图4是系统在汇聚束入射下的反射角度谱,在图4中 $m$ 线清晰可见,表明系统确实是波导耦合系统。考虑非线性效应后波导折射率为 $n_1=n_{10}+n_{12}I_{10}$ ,式中

收稿日期:1986年11月7日;收到修改稿日期:1986年12月31日

\* 本文的部分实验结果曾在中国光学学会1985年年会上宣读。

\*\* 波导的有效厚度和折射率是由测得系统的角度谱经解模式特征方程求得的。

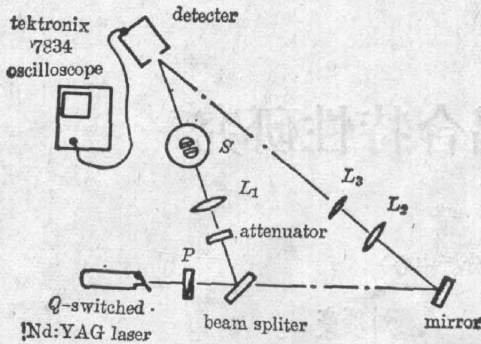


Fig. 1 Experimental setup

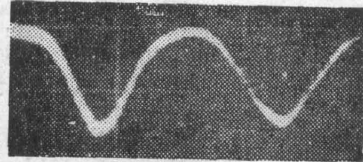


Fig. 2 Delay line

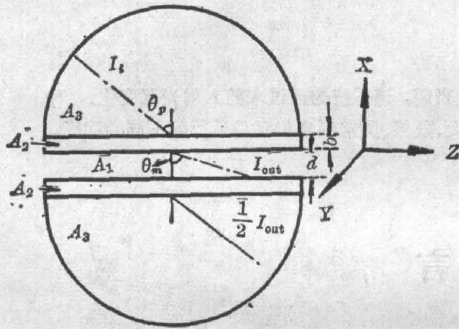


Fig. 3 Structure of coupling system

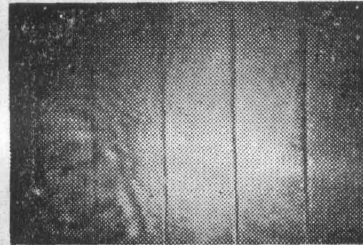


Fig. 4 Dark  $m$  line under incident convergent beam

$I_{in}$  是波导内部的局部光强。

光路中实验采用光学延迟实现单探测器接收系统的输出和参考光，有效地避免了两只探测器的不同响应可能带来的非线性假像。为了确保入射束是平行光，系统中透镜和耦合镜共焦。偏振镜使入射光是 TE 偏振，这样入射束只激发单一模式。图 1 中的  $L_2$  和  $L_3$  构成缩束系统，它可以使光斑在长程传输后仍可全部落在探测器接收面内。

### 三、理论计算和实验结果

当一束光以大于全反射临界角由耦合镜入射到  $A_3-A_2$  界面时，由于倏逝场的作用会有一部分能量被耦合到  $A_1$  波导层内。由于在波导层内光场只能以一些分立的模式传输，耦合镜中的自由光场能否有效地激发起波导层中的导模场，主要取决于入射场和导模场的相位匹配。在线性系统中考虑弱耦合近似和平行平面波近似，波导中的光场与入射场有如下关系<sup>[6]</sup>

$$e_m(z) = \exp(-\alpha_m z) \int_0^z K_{m_i} e_i \exp\left[i \int_0^z (\beta_m - \beta_i) dz + \alpha_m z\right] dz, \quad (1)$$

式中  $e_m$  是波导内光场的复振幅， $e_i$  是入射光场的复振幅， $K_{m_i}$  是系统的耦合系数， $\alpha_m$  是衰减系数。此时系统的透过率  $T(z)$  为

$$T(z) = \left| \frac{e_m(z)}{e_i} \right|^2 = \frac{K_{m_i}^2}{\alpha_m^2 + (\beta_m - \beta_i)^2} [2 - 2 \cos(\beta_m - \beta_i)z], \quad (2)$$

它仅仅是初始偏置  $\Delta\beta_0 = \beta_m - \beta_i$  和耦合长度  $z$  的函数与入射光强无关。

当波导层由非线性材料构成时

$$\beta_m = n_1 K_0 \sin \theta_m = n_{10} K_0 \sin \theta_m + n_{12} K_0 |\varepsilon_m|^2 \sin \theta_m, \quad (3)$$

忽略模式漂移即不考虑感生折射率对  $\theta_m$  的影响, (1) 式中的相位匹配因子将改作

$$\int_0^z (\beta_m - \beta_i) dz = \int_0^z (\Delta\beta_0 + n_{12} K_0 |\varepsilon_m|^2 \sin \theta_m) dz, \quad (4)$$

式中  $K_0$  是真空波矢  $\Delta\beta = n_{10} K_0 \sin \theta_m - n_3 K_0 \sin \theta_p$ 。因为波导内场强  $\varepsilon_m(z)$  是  $z$  的函数, 此时 (4) 式不能直接积分。系统的透过率为

$$\begin{aligned} T(|\varepsilon_m|^2) &= \left| \frac{\varepsilon_m(z)}{\varepsilon_i} \right|^2 \\ &= \exp(-2\alpha_m z) |K_{m_i}|^2 \left| \int_0^z \exp(\alpha_m z) \cos \left[ \int_0^z (\Delta\beta_0 + n_{12} |\varepsilon_m|^2 K_0 \sin \theta_m) dz \right] dz \right|^2 \\ &\quad + \exp(-2\alpha_m z) |K_{m_i}|^2 \left| \int_0^z \exp(\alpha_m z) \sin \left[ \int_0^z (\Delta\beta_0 + n_{12} |\varepsilon_m|^2 K_0 \sin \theta_m) dz \right] dz \right|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

即透过率是波导内局部光强的函数, 入射光功率变化可能导致

$$|\varepsilon_i|^2 \text{ 增大} \rightarrow |\varepsilon_m(z)|^2 \text{ 增大} \begin{cases} T(|\varepsilon_m|^2) \text{ 增大} \rightarrow |\varepsilon_m(z)|^2 \text{ 增大} \rightarrow \text{正反馈,} \\ T(|\varepsilon_m|^2) \text{ 减小} \rightarrow |\varepsilon_m(z)|^2 \text{ 减小} \rightarrow \text{负反馈.} \end{cases}$$

至于系统在某一入射光强下究竟是处于正反馈还是处于负反馈还要由  $\Delta\beta_0, z$  决定。

方程 (5) 无法直接积分, 必须用自洽场方法进行数值计算。方程中各参数值为  $z=0 \sim 100 \mu\text{m}$ ,  $n_{12}=2.2 \times 10^{-6} \text{cm}^2/\text{MW}$ ,  $\alpha_m=0.0284$ ,  $K_{m_i}=0.0672$  是通过测量系统的角度谱, 利用线性耦合理论计算得出的。 $\Delta\beta_0$  分别取为  $-0.0213, -0.04, 0, 0.0213$  四个值, 计算结果如图 5 所示。计算中我们已将 (4) 式  $\theta_m \doteq 90^\circ$ , 即基模情况。对高阶模  $\theta_m$  应由实验通过角度谱测出。然后代入方程 (4) 进行运算。图 5(a) 是  $z=100 \mu\text{m}$  处的输入光强与输出光强的特性曲线。系统的真实输出功率约为  $z=100 \mu\text{m}$  处导模功率的一半。从  $\Delta\beta_0 = -0.04$  特性线上可以看到入射光强小于  $10^8 \text{W/cm}^2$  时, 系统具有正反馈微分放大效应。 $I_i > 1.6 \times 10^8 \text{W/cm}^2$  时, 系统具有负反馈反常耦合效应, 即随入射光强增大时,  $z=100 \mu\text{m}$  处导模光强减弱。 $I_i > 2.6 \times 10^8 \text{W/cm}^2$  时, 系统出现新的微分放大区域, 即高斯非线性效应。 $\Delta\beta_0 = -0.0213$  特性线上小光强下微分放大效应不显著, 同样负反馈也没有  $\Delta\beta_0$  为  $-0.04$  时强,

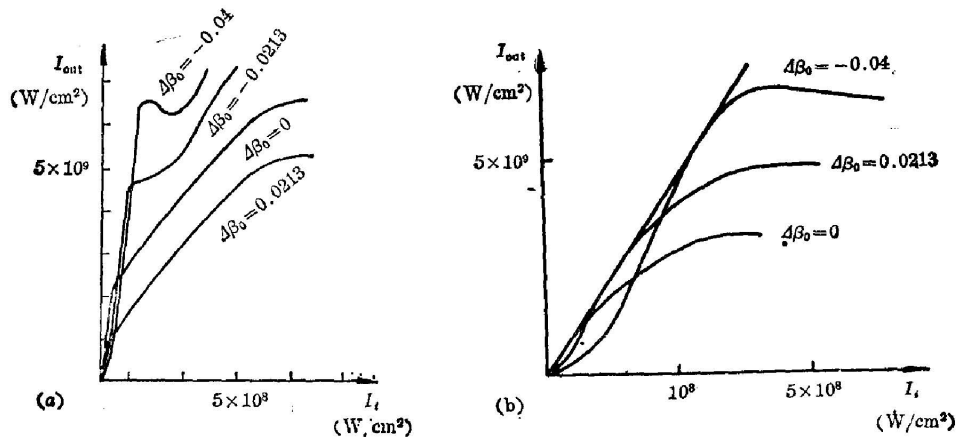


Fig. 5 Input-output coupling characteristics at  $z=100 \mu\text{m}$

仅形成削波区域没有出现反常耦合。 $\Delta\beta_0 \geq 0$  特性线上  $I_i < 10^9 \text{ W/cm}^2$  区域仅显示负反馈削波特性和。图 5(b) 是系统的预偏置和最佳耦合入射功率的关系。图中直线是忽略折射率随光强变化, 且  $\Delta\beta_0 = 0$  时的线性耦合特性, 它表明非线性系统的耦合效率, 在一定的入射光强下, 可以等于但不会高于无预偏置的线性耦合系统的耦合效率。 $\Delta\beta_0$  的变化直接影响到最大耦合效率时的入射光强值。

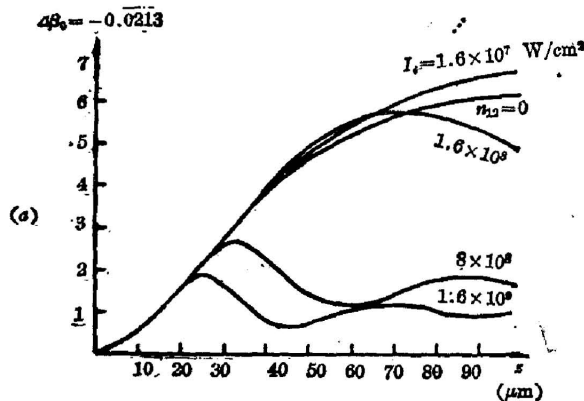


Fig. 6 Optical coupling characteristics as a function of  $I_i$  and  $z$

图 6 是  $\Delta\beta_0 = -0.0213$  时系统耦合效率  $\eta$  随  $z$  和  $I_i$  的变化特性  $\eta = (I_{out}/2\pi I_i)$ 。图 6 中可以看出随入射光强变化, 波导中一部分处于正反馈状态, 另一部分处于负反馈状态。系统最终显示的反馈特性由耦合长度截止区域来决定。这和非线性法布里-珀罗腔有本质的区别。系统中存在正负反馈特性表明系统已具备实现光学双稳的必要条件\*。下面的实验结果不仅证实了与计算结果基本一致的非线性效应, 而且还清楚地显示了光学双稳特性。图 7(a) 和图 7(b)

显然都可以用  $\Delta\beta_0$  为  $-0.0213$  附近的特性线解释, 其相同之处是输出前沿都经历一微分放大, 随后输出饱和显示限幅特性。不同之处是图 7(a) 表明系统在限幅之后还经历了一个新的微分放大, 显示了高阶非线性效应。这是由于图 7(a) 中入射光强要大一些。图 7(a) 中输出信号前沿没有显示出来, 作者认为由于微分放大是正反馈, 上升时间很快。负反馈限幅区系统输出相对稳定, 扫描线明亮清晰。图 7(c) 是系统的反常耦合特性, 它和理论计算中  $\Delta\beta_0$  为  $-0.04$  附近的特性线基本吻合。系统透过率较高, 负反馈在较大光强下才出现, 且具有随入射光的强度增大, 输出光强减小的特性。图 7(f) 中入射信号为两脉迭加而成一不规则脉冲, 经系统整形后变成一梯形脉冲。图 7 中 (a)、(b)、(c)、(d) 和 (f) 都显示系统具有光学双稳特性, 对应着入射脉冲前后沿上的相同光强点的输出光强明显的不一致。图 7(e) 是图 7(d) 的双稳特性线。

由于激光器输出脉冲脉宽和能量的不稳定性, 这里仅给出实验中输入输出光强的数量级。入射光功率  $10^4 \text{ W}$ ; 耦合半球镜内光斑面积  $10^{-2} \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ ; 入射光强  $10^8 \text{ W/cm}^2$ ; 输出光强饱和点在  $5 \times 10^3 \text{ W}$  波导内光场分布截面  $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$ ; 腔内局部光强在  $3.4 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  比理论值略小, 这是由于没有考虑吸收和界面损耗造成的。在  $10 \sim 15 \text{ ns}$  脉宽的三角波的驱动下, 该系统的双稳开关时间在  $8 \text{ ns}$  以下, 阈值功率  $10^4 \text{ W}$ , 阈值功率密度  $10^8 \text{ W/cm}^2$ 。

## 四、讨 论

(1) 理论和实验都表明, 使用波导耦合腔有效地降低了实现光学双稳态的阈值功率。 $d = 3 \mu\text{m}$  的硝基苯法布里-珀罗腔实现光学双稳态的非线性相移差为  $\pi$ , 通常需入射光强为

\* 由于计算模型的简化, 本文的模拟计算没有给系统具有光学双稳特性。

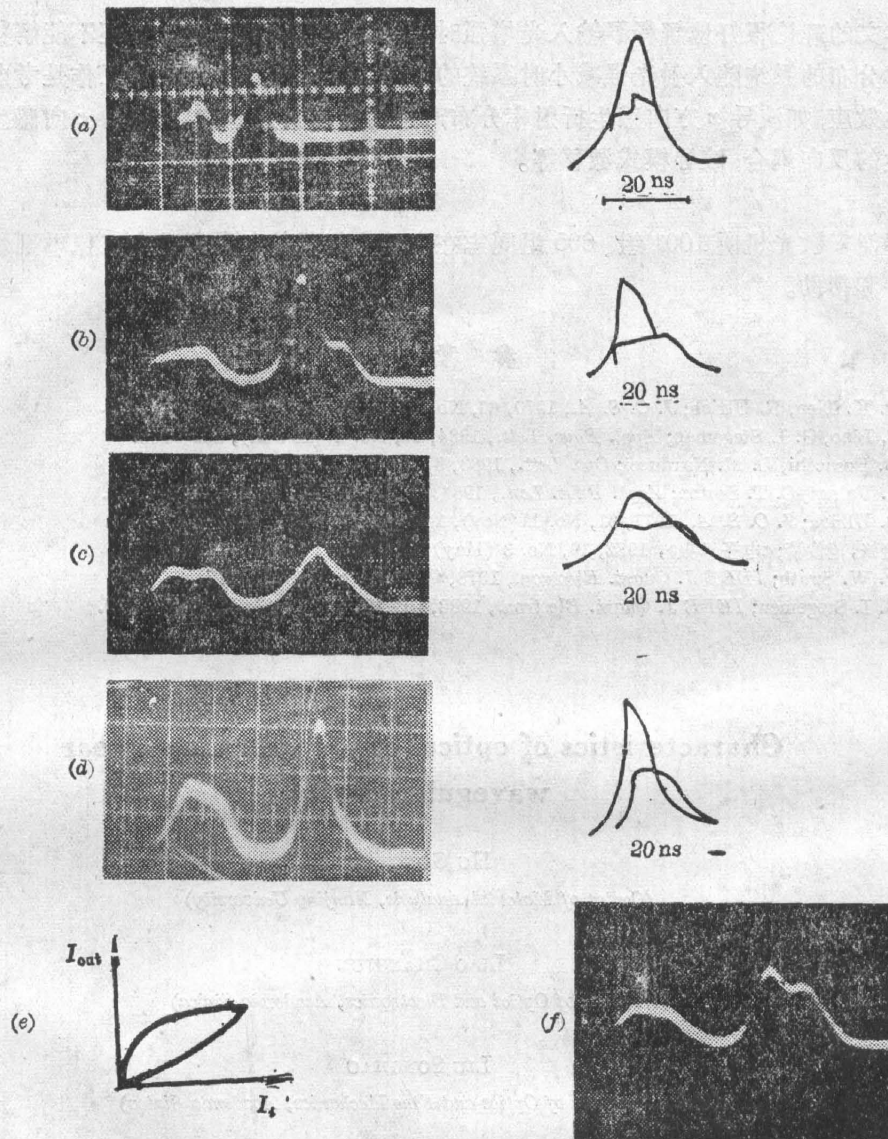


Fig. 7 Experiment results The left-side pulse is the output of the system, the right-side pulse is the reference input pulse

$10^{10} \text{ W/cm}^2$ 。而波导腔仅为  $10^8 \text{ W/cm}^2$  可降低两个量级。这一结论和 L. M. Narducci 对准全反腔实验研究得出的结论是一致的。

(2) 开关时间在  $10^{-9} \text{ s}$ 、阈值功率密度在  $10^8 \text{ W/cm}^2$  的光学双稳器件是工作在热流动区域的,不能连续工作。实用化的器件必须选择非线性折射系数更大的材料,诸如 ZnSe 制作波导 ( $n_{12} = 5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{MW}$ ),可以把实现削波和光学双稳态的入射光强降低到  $0.1 \text{ W/cm}^2$  即  $1 \text{ nW}/\mu\text{m}^2$  这样特性的光学双稳器件在性能上就可优于低温工作的约瑟夫逊结。那么就可望首先用在光纤通信全光学中继站实现脉冲整形。

(3) 由于该系统的多入口多出口特性,就有可能用作实现双光束或多光束控制开关,这点对制作光计算机也是很有意义的。

本文的理论很好地解释了输入光增强时系统的输入输出特性。但还不能解释具有一定折射率分布的系统随入射光强减小时系统的输出特性。理论的进一步工作是考虑一些次级非线性效应,如波导  $x$  方向感生折射率分布产生的渐变折射率波导效应;  $z$  向感生折射率分布产生的反向耦合;波导模式漂移等。

感谢安徽光机所 1001 组、605 组同志在实验中提供的各种帮助和王佩琳副研究员给以的指导 and 帮助。

### 参 考 文 献

- [1] P. K. Tien, R. Ulrich; *J. O. S. A.*, 1970, **60**, No. 10 (Oct), 1325~1337.
- [2] C. Liao, G. I. Stegeman; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**, No. 2 (15 Jan), 164~166.
- [3] B. Bosacchi, L. M. Narducci; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 6 (Jun), 324~326.
- [4] J. Valera, C. T. Seaton; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **45**, No. 10 (15 Nov), 1013~1015.
- [5] R. Ulrich; *J. O. S. A.*, 1971, **61**, No. 11 (Nov), 1467~1477.
- [6] 金锋, 范俊清; 《电子学报》, 1982, **10**, No. 3 (May), 56~63.
- [7] P. W. Smith; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**, No. 7 (Jul), 577.
- [8] G. I. Stegeman; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 10 (Oct), 1610~1619.

## Characteristics of optical coupling of a nonlinear waveguide cavity

HU GONGJIAN

(Center of Material Analysis, Nanjing University)

LIAO CHANGJUN

(Institute of Optics and Electronics, Academia Sinica)

LIU SONGHAO

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

(Received 7 November 1986; revised 31 December 1986)

### Abstract

The problem of coupling an external radiation field into a nonlinear waveguide cavity has been investigated theoretically and experimentally. The transmission factor of this cavity was found to vary with the incident light power. Optical pulse shaping and bistable operation were observed experimentally in this cavity.

**Key Words:** nonlinear waveguide cavity.