

双光束耦合增益振荡的理论研究*

关义春 过已吉 石顺祥 安毓英

(西安电子科技大学 技术物理系, 西安 710071)

提 要

本文从双光束增益振荡的动态方程组出发, 给出一般情况下双光束光折变振荡稳态时的普遍结果, 解释了文献[1, 2]中理论不完全符合实验规律的原因, 表明文献[1, 2]中的理论只适合于光折变效应为纯扩散机制的特殊情况。

关键词: 双光束耦合, 光折变增益振荡, 纯扩散机制。

一、引 言

已有许多作者^[1, 2]观察到由光折变双光束耦合引起的自振荡(简称光折变自振荡)。至今对光折变自振荡的稳态特性所进行的理论分析, 其结果与利用 BaTiO₃ 光折变晶体所得到的实验规律不完全相符。本文从双光束的耦合理论出发, 给出光折变自振荡的动态方程组, 并在此基础上给出在一般情况下, 光折变自振荡稳态条件下的普遍结果, 从理论上说明文献[1, 2]中的实验规律, 其理论只适合于光折变效应为纯扩散机制的特殊情况, 而 BaTiO₃ 晶体的光折变效应不是纯扩散机制所引起。

二、光折变自振荡动态方程组

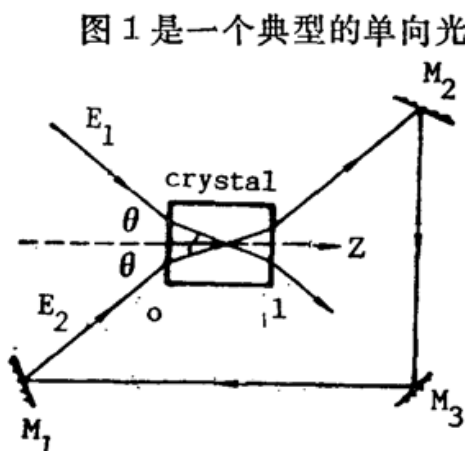


Fig. 1 A schematic diagram of photorefractively pumped unidirectional ring oscillator

图1是一个典型的单向光折变自振荡系统, 其中 M_1 、 M_2 、 M_3 为三个反射镜, PR 为光折变晶体, I_1 为泵浦光, I_2 为腔内振荡光, 当 I_1 和 I_2 的耦合使得 I_2 获得的增益足以克服损耗时, 便可形成环形振荡。这种振荡器与一般的激光系统有两点不同: (1) 形成振荡的种子光不再来自自发辐射, 而是来自晶体缺陷(或其它噪声机制)所引起的 I_1 的散射光, 且散射光能获得很强的光折变耦合增益, 使得光折变自振荡很容易起振; (2) 近简并性即腔内振荡光与泵浦光只能有几个赫兹的频差, 几乎同频, 且与晶体光折变响应速度有关, 响应速度快, 频差就较大^[1]。

假定泵浦场小腔内光场场强的表示式分别为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= E_1 \exp[-i(\omega_1 t + \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] \mathbf{e}_1 + \text{o.o.}, \\ \mathbf{E}_2 &= E_2 \exp[-i(\omega_2 t + \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \mathbf{e}_2 + \text{o.o.}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 E_1 和 E_2 为复振幅, 利用一维 Kukhtarev 方程组^[3], 给出光折变晶体中双光束耦合方程组为

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = ig \frac{R_{\text{eff}}}{c^2} E_{\text{sc}}^* E_2 \exp[-i(\omega_2 - \omega_1)t] - \frac{1}{2} \alpha E_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = ig \frac{R_{\text{eff}}}{c^2} E_{\text{sc}} E_1 \exp[i(\omega_2 - \omega_1)t] - \frac{1}{2} \alpha E_2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial t} = -\rho E_{\text{sc}} + \beta \frac{e\lambda(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2)}{ihk} E_1^* E_2 \exp[-i(\omega_2 - \omega_1)t], \quad (4)$$

式中 λ 为光波波长, h 为普朗克常数, c 为真空中的光速, 其它各符号的意义与文献[4]中的相同。由 ρ 的具体表示式可以看出, 在光激发载流子的速率远大于热激发速率的条件下, (4) 式中的时间常数 ρ 与光强成正比。由于光折变晶体在光耦合过程中所表现出的空间电荷分布相对于光干涉场有一空间相位移动, 所以在一般情况下, ρ 是一复数, 可表示为

$$\rho = \tau^{-1} + i\Omega, \quad (5)$$

再令

$$2B \frac{e(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2)}{\varepsilon ik} = \beta = \beta_1 + i\beta_2, \quad (6)$$

则由 ρ 和 B 的表示式可知, 在纯扩散机制的情况下, ρ 为实数, β 为纯虚数, 即有 $\Omega = 0$ 和 $\beta_1 = 0$ 考虑到(5)式和(6)式后, (4)式可改写为

$$\frac{\partial E_{\text{sc}}}{\partial t} = -(\tau^{-1} + i\Omega) E_{\text{sc}} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon\lambda}{h} (\beta_1 + i\beta_2) E_1^* E_2 \exp[-i(\omega_2 - \omega_1)t], \quad (7)$$

(2)式、(3)式和(7)式便构成讨论光折变效应为任何机制的一般情况下的光折变自振荡的动态方程组。

二、光折变自振荡稳态特性

在稳态情况下, 可假定

$$E_{\text{sc}} = E_0 \exp[-i(\omega_2 - \omega_1)t], \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式求得后再代入(2)和(3)式, 并令

$$E_1 = \left(\frac{2hI_1'}{\varepsilon\lambda} \right)^{1/2} \exp(i\phi_1), \quad E_2 = \left(\frac{2hI_2'}{\varepsilon\lambda} \right)^{1/2} \exp(i\phi_2). \quad (9)$$

经过简单的运算, 可得输入光束的腔内振荡光束的光强在光折变晶体内的变化规律为

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = -2g \frac{R_{\text{eff}}}{c^2 h\nu} I_1 I_2 \frac{\tau^2 \beta_1 (\Omega + \omega_2 - \omega_1) - \beta_2 \tau}{1 + \tau^2 (\Omega + \omega_2 - \omega_1)^2} - \alpha I_1, \quad (10)$$

$$\frac{\partial I_2}{\partial z} = 2g \frac{R_{\text{eff}}}{c^2 h\nu} I_1 I_2 \frac{\tau^2 \beta_1 (\Omega + \omega_2 - \omega_1) - \beta_2 \tau}{1 + \tau^2 (\Omega + \omega_2 - \omega_1)^2} - \alpha I_2, \quad (11)$$

式中 I_1' 和 I_2' 分别表示单位时间内通过单位面积的频率为 ω_1 和 ω_2 的光子数; $I_1 = h\nu I_1'$, $I_2 = h\nu I_2'$ (考虑到 $\omega_1 \approx \omega_2$)。将(10)式和(11)式相加后可得

$$I_1 + I_2 = (I_{10} + I_{20}) \exp(-\alpha z), \quad (12)$$

令 $I_0 = I_{10} + I_{20}$, 并令 I 取 I_0 时的 τ 和 Ω 分别为 τ_0 和 Ω_0 , 再考虑到光激发远大于热激发的情况, ρ 与总光强有成正比的关系, 因而有

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\tau} &= \frac{1}{\tau_0} \exp(-\alpha z), \\ \Omega &= \Omega_0 \exp(-\alpha z). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

将(13)式代入(10)式和(11)式, 并经代换和运算后变为

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{I_0 e^{-\alpha z}}{1 + (I_{20}/I_{10}) \exp\left[(1/\alpha) \int_1^{e^{-\alpha z}} F dy\right]}, \\ I_2 &= \frac{I_0 e^{-\alpha z}}{1 + (I_{10}/I_{20}) \exp\left[(1/\alpha) \int_1^{e^{-\alpha z}} F dy\right]}, \\ F &= \frac{(\Gamma_1 - \Gamma_2 \Omega_0 \tau_0) e^{-\alpha z} + \Gamma_2 \delta \tau_0}{(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2) e^{-2\alpha z} + 2\Omega_0 \delta \tau_0 e^{-\alpha z} + \delta^2 \tau_0^2}, \\ \Gamma_1 &= 2g \frac{R_{\text{eff}}}{c^2 h \nu} \beta_2 \tau_0 I_0, \\ \Gamma_2 &= 2g \frac{R_{\text{eff}}}{c^2 h \nu} \beta_1 \tau_0 I_0, \quad \delta = \omega_1 - \omega_{20} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

利用边界条件

$$RI_{2l} = I_{20}, \quad (15)$$

式中 R 为不计光折变晶体吸收时腔内总的损耗, I_{10} 为入射光束在 $z=0$ 处的光强, I_{20} 为振荡光束在 $z=0$ 处的光强。令 $(I_{20}/I_{10}) = x$, 则由(14)、(15)式可得

$$\begin{aligned} & R(1+x)e^{-\alpha l} - x \\ &= \exp\left\{ \frac{\Gamma_1 - \Omega_0 \tau_0 \Gamma_2}{\alpha} \left[\frac{1}{\alpha(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2)} \ln \frac{(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2) e^{-2\alpha l} + 2\Omega_0 \delta \tau_0 e^{-\alpha l} + \delta^2 \tau_0^2}{(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2) + 2\Omega_0 \delta \tau_0 + \delta^2 \tau_0^2} \right] \right. \\ & \quad - \frac{\Gamma_2(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2) + \Omega_0 \tau_0}{\alpha(1 + \Omega_0^2 \tau_0^2)} \left[\tan^{-1} \frac{1}{\delta \tau_0} ((1 + \Omega_0^2 \tau_0^2) e^{-\alpha l} + \Omega_0 \delta \tau_0) \right. \\ & \quad \left. \left. - \tan^{-1} \frac{1}{\delta \tau_0} (1 + \Omega_0^2 \tau_0^2 + \Omega_0 \delta \tau_0) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

在光折变效应为纯扩散机制的条件下, 有 $\Omega_0 = 0$, $\beta_1 = 0$ 或 $\Gamma_2 = 0$, 则(16)式化简成

$$R(1+x)e^{-\alpha l} - x = \exp\left\{ \frac{\Gamma_1}{\alpha} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{e^{-2\alpha l} + \delta^2 \tau_0^2}{1 + \delta^2 \tau_0^2} \right] \right\}. \quad (17)$$

比较(16)式和(17)式清楚地表明, 在一般情况下, x 相对于失谐 δ 是不对称的, 但在纯扩散机制的特殊情况下, x 相对于 δ 是对称的, 后者也正是文献[1]中理论上所分析的情况。但是, 文献[1]中利用 BaTiO₃ 光折变晶体所作的实验结果表明 I_{20} (即 x) 相对于 δ 是不对称的。

三、结果比较

图 2 和图 3 是文献[1]中所给出的部分理论曲线和部分实验曲线, 由图 2 的对称特性说明从理论上给出 I_{20} 相对于 δ 是对称的, 而图 3 所示的实验结果, 表明 I_{20} 相对于 δ 是不对称的, 图 4 是根据图 3 中的实验曲线所得到的振荡强度相对失谐 δ 的关系曲线, 显然比曲线

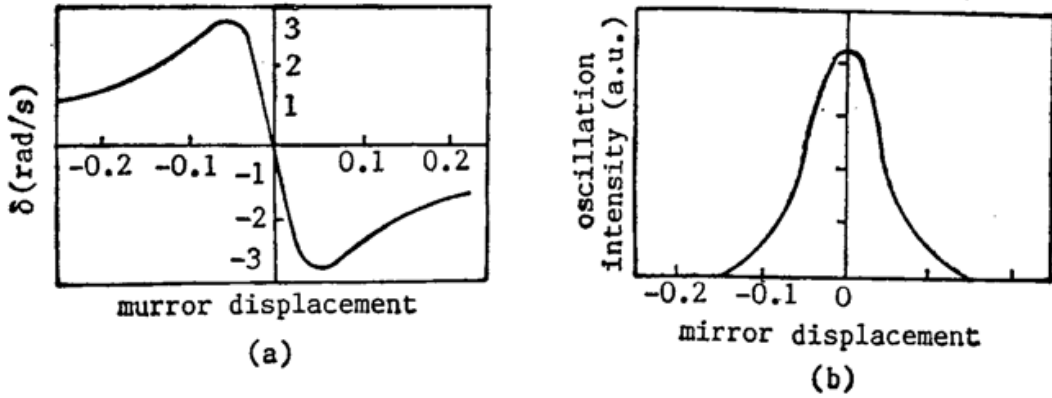


Fig. 2 Theoretical plots

- (a) Frequency detuning;
- (b) Oscillation intensity versus mirror displacement in a ring resonator (from ref. [1])

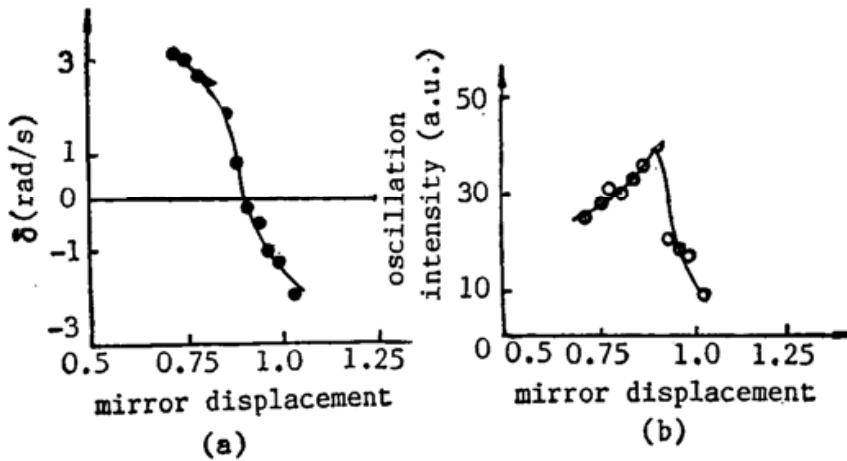


Fig. 3

- (a) Experimental data of frequency detuning versus displacement of mirror;
- (b) The oscillating beam power versus displacement of mirror (from [1] for TEM₀₀ mode)

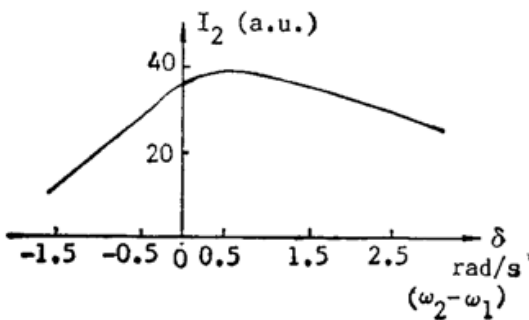


Fig. 4 Experimental plots for oscillation intensity versus frequency detuning $\delta = \omega_2 - \omega_1$ (from Fig. 3)

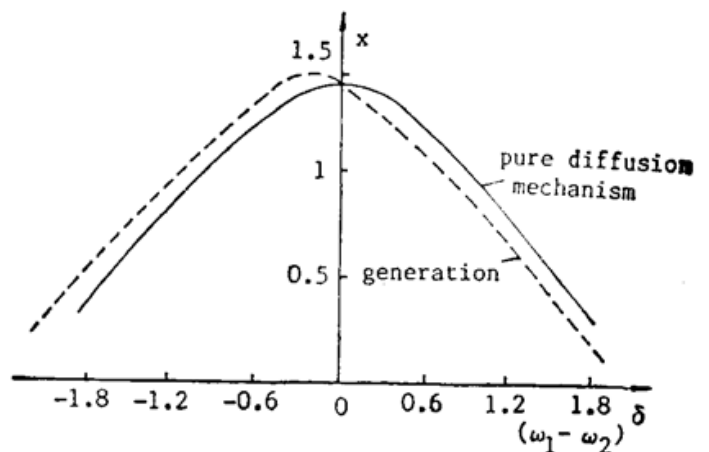


Fig. 5 Theoretical plots for oscillation intensity versus frequency detuning $\delta = \omega_1 - \omega_2$ (from equation (16) and (17))

是不对称的。而本文所给出的关系式(16)式充分表明 x 或 I_{20} 相对于 δ 的不对称性, 图 5 是按本文(16)式和(17)式在假定一组参数后所求得理论曲线。在得到图 5 的理论曲线时, 为比较起见假定的一组参数为: $R=0.98$, $\exp(-\alpha l)=0.98$, $\alpha=2 \text{ cm}^{-1}$, $\tau_0=0.5 \text{ s}$, $\Omega_0=0.1 \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_1=18 \text{ cm}^{-1}$, $\Gamma_2=1 \text{ cm}^{-1}$, 按(16)式和(17)式计算的结果列于表 1 和表 2 中(所

假定的一组参数不一定与某一实际情况相对应)。

由以上结果表明, 本文报道的理论结果与文献[1, 2]中的实验规律是一致的, 当然, 所取的参数不同, 计算曲形状也会有所不同, 但总的表现出 x 相对失谐 δ 的不对称性, 可见至今光折变自振荡理论只适合于光折变效应为纯扩散机制的特殊情况。显然, BaTiO₃ 光折变晶体的光折变效应不是由纯扩散机制所引起。作者认为, 通过理论计算曲线与实验曲线的比较, 有可能作为检验有关参数的一种方法。

Table 1 The relation of $\delta = \omega_1 - \omega_2$ and x calculated from Equ. (16)

| | | | | | | | | | | | | | |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----|
| δ | 0 | 0.2 | 0.4 | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.4 | 1.6 | 1.8 | 2.0 | 2.2 | 2.4 |
| x | 1.409 | 1.351 | 1.219 | 1.123 | 0.975 | 0.817 | 0.658 | 0.504 | 0.358 | 0.254 | 0.103 | | |
| $-\delta$ | 0 | 0.2 | 0.4 | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.4 | 1.6 | 1.8 | 2.0 | 2.2 | 2.4 |
| x | 1.409 | 1.422 | 1.506 | 1.313 | 1.215 | 1.088 | 0.926 | 0.777 | 0.629 | 0.488 | 0.357 | 0.233 | |

Table 2 The relation of $\delta = \omega_1 - \omega_2$ and x calculated from Equ. (17)

| | | | | | | | | | | | | | |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| $\delta(\pm)$ | 0 | 0.2 | 0.4 | 0.6 | 0.8 | 1.0 | 1.2 | 1.4 | 1.6 | 1.8 | 2.0 | 2.2 | 2.4 |
| x | 1.426 | 1.403 | 1.336 | 1.231 | 1.100 | 0.953 | 0.798 | 0.645 | 0.497 | 0.359 | 0.231 | 0.116 | 0.01 |

参 考 文 献

- [1] Sze-Keung Kwong *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**, No. 8 (Aug), 1508.
- [2] Pochi Yeh; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **25**, No. 3 (Mar), 484.
- [3] С. П. Одулов, М. С. Соскин; *Письма*, . 1983, **37**, No. 5, 243.
- [4] 石顺祥等;《中国激光》, 1989, **16**, No. 8 (Aug), 462.

Theoretical study of two-beam coupling gain oscillation

GUAN YICHUN, GUO SIJI, SHI SHUNXIANG AND AN YUYING
(Department of Technical Physics XiDian University, Xian 710071)

(Received 14 June 1990)

Abstract

The general results of two beams photorefractive oscillation of steady state in general cases is given in this paper from the dynamic equations of two beams gain oscillation. It can be used to explain the reason that the theory in reference [1, 2] is out of accordance with experimental results. It is indicated that the theory in [1, 2] is only suited to the photorefractive effect being pure diffusion mechanism.

Key words: two beam coupling, oscillation with photorefractive gain pure diffusion mechanism.

90 年国际光电子科学与工程学术会议('90 ICOESE) 在北京召开

由中国科学技术协会、中国光学学会联合国际光学联合会(ICO)、国际光学工程学会(SPIE)美国光学学会(OSA)等 14 个国内外学术团体共同举办的 90 年国际光电子科学与工程学术会议于 8 月 21 日~25 日在北京召开。来自加拿大、中国、捷克、埃及、芬兰、法国、以色列、意大利、日本、南朝鲜、波兰、新加坡、美国、苏联以及台湾等世界 15 个国家和地区的 300 多名代表,其中包括一些国际上著名的光学、光电子学领域的专家和学者参加了这次会议,会议共接受 292 篇论文。全部论文的文集由 SPIE 出版,并在全世界发行。

会议开幕式由大会秘书长孙培懋主持。人大常委会副委员长、中国光学学会名誉理事长严济慈参加了会议。中国光学学会理事长王大珩教授致开幕词,他代表东道主对来自世界各地的朋友们表示热烈欢迎,并预祝会议成功。开幕式后,进行的大会特邀报告有:王大珩教授的“中国光电子技术的最新进展”;美国贝尼特(H.E. Bennett)教授的“SPIE 对世界光电子科学与工程发展的估计”;日本辻内顺平教授的“日本的光电子技术”;邓锡铭教授的“高功率激光器”;包忠谋教授的“同步辐射光”和周炳鲲教授的“新型光电子元件最新进展”等专题报告。

学术会议分五个分会场同时进行。议题有:1. 新型光电、电光、声光、磁光元器件、特殊调制器及其集成化;2. 智能型光电传感器;3. 光电检测、分析、测量和控制;4. 激光器件及其应用;5. 红外光学、微光技术及其应用;6. 光纤技术及应用;7. 光伏技术和太阳能系统;8. 光电混合信息处理;9. 光盘、信息贮存和显示;10. 光学双稳态及光学计算;11. 模式识别和机器人视觉器;12. 光学装备的人工智能等 12 个专题进行了学术交流。与会代表共宣讲了近 150 篇论文和 80 余篇贴文章。

本届会议由中国科学技术协会国际会议中心、中国光学学会光电技术专业委员会和清华大学联合承办。国内 50 多家主要的光学、光电子学专业科研机构、高等院校、工厂企业等单位参加了组织委员会,为会议的召开作出了贡献。

学术会议期间附设了一个非贸易性的光学、光电子、及其有关产品的展览会,受到与会代表和参观者的好评。

(孙培懋)