

文章编号:1001-5078(2011)08-0904-05

· 光学材料与器件 ·

双光子光折变晶体中宽光束的调制不稳定性

吉选芒¹, 姜其畅¹, 刘劲松²

(1. 山西运城学院物理与电子工程系, 山西 运城 044000; 2. 华中科技大学光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074)

摘要:为了得到稳态情况下一维宽光束在有偏压双光子光伏光折变晶体中的调制不稳定性的结果,通过空间电荷场的非局域性处理得到了一维调制不稳定性的增长率。采用数值分析的方法对一维调制不稳定性的增长率的特性进行了理论分析。结果表明:在入射光束强度一定的情况下,外加电场为正值时,调制不稳定性增长率随电场的增加而增大,当外加电场为负值时,调制不稳定性增长率随外加电场的绝对值的增大而减小。在外加电场给定时,调制不稳定性增长率随入射光强的增大而增加。当外加电场为零时,可得到双光子光伏光折变晶体中调制不稳定性增长率的结果。当忽略光伏效应,可得到有偏压非光伏光折变晶体中调制不稳定性增长率的结果。

关键词:非线性光学;调制不稳定性;双光子光折变效应;空间孤子

中图分类号: O437 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2011.08.017

Modulation instability of broad optical beams in biased two-photon photovoltaic photorefractive crystals

Ji Xuan-mang¹, Jiang Qi-chang¹, Liu Jin-song²

(1. Department of Physics and Electronic Engineering, Yuncheng University, Yuncheng 044000, China;

2. College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: To study the modulation instability of one-dimensional broad optical beams in biased two-photon photovoltaic photorefractive crystals under steady-state conditions, we obtain the one-dimensional modulation instability growth rates by globally treating the space-charge field. The characteristics of the one-dimensional modulation instability growth rates have been numerically investigated. The numerical results show that the modulation instability growth rates will increase as the external electric field enhancing for positive electric field whereas the growth rates will decrease as the absolute value of the external electric field enhancing for negative electric field when the incident optical intensity is a constant. When the external electric field is given, the modulation instability growth rates will increase as the incident optical intensity enhancing. When the external field is absent, the modulation instability in two-photon photovoltaic photorefractive crystals can be deduced. When the photovoltaic effect is neglectable, we obtain the modulation instability growth rates in biased non-photovoltaic photorefractive crystals.

Key words: nonlinear optics; modulation instability; two-photon photorefractive effect; spatial solitons

1 引言

自光折变空间孤子发现以来,由于其在全光开关、光互联及光学计算等方面有潜在的应用前景,已引起了人们的广泛关注。迄今为止,已经证明了在光折变晶体中存在屏蔽孤子^[1-3]、光伏孤子^[4-6]和

基金项目: 山西省高等学校科技开发基金项目 (No. 200611042) 资助。

作者简介: 吉选芒 (1965 -), 男, 教授, 工学硕士, 从事物理教学与光折变非线性光学研究。E-mail: jixuanmang@126.com

收稿日期: 2011-03-24; **修订日期:** 2011-04-22

屏蔽光伏孤子^[7-9]等不同类型的稳态空间孤子。一般地,孤子的形成都与所谓的调制不稳定性相关^[10-13]。调制不稳定性指的是当一束宽度非常宽的光束在自聚焦介质中传播时,光束经历空间不稳定性从而自发形成一定的模式或光学丝的现象。实际上,这些由调制不稳定性所产生的自发模式或光学丝就是理想的孤子序列。对于大多数非线性波系统来说都存在着这种调制不稳定性。到目前为止,这种调制不稳定性已经被人们通过实验或理论的方法在克尔介质和光折变介质等非线形介质中广泛地研究^[10-13]。

上述研究都是针对单光子光折变晶体,2003年Castro-Camus等人^[14]提出了双光子光折变模型,随后,基于双光子光折变模型的屏蔽孤子^[15]、光伏孤子^[16]、屏蔽光伏孤子^[17-18]相继提出。2008年,Konar等人^[19]研究了空间电荷场在局域性处理条件下光束在开路双光子光伏光折变晶体的调制不稳定性。但对非局域性处理条件下光束在双光子光折变介质中的调制不稳定性没有进行研究。本文针对空间电荷场在非局域性处理情况下,宽光束在外加电场的双光子光伏光折变晶体中调制不稳定性进行研究,讨论外加电场和光束强度与暗辐射比值的变化对调制不稳定性的影响。

2 基本理论

假设在有外加电场的双光子光伏光折变 LiNbO₃ 晶体中,一束仅在 x 方向上发生衍射的光线沿晶体 z 轴传播。光束偏振方向平行于轴(也是晶体的 c 轴),外加电场也沿 x 方向,晶体上还施加有与入射光波长不同的均匀启动光 I_1 。入射光束的光场可由慢变包络 U 表示为 $\vec{E} = \hat{x}(2\eta_0 I_{2d}/n_e)U(x,z) \cdot \exp(ikz)$,其中 $k = k_0 n_e = 2\pi n_e/\lambda_0$, n_e 为晶体对非常光的折射率, λ_0 为入射光束在自由空间的波长。入射光能量密度 I_2 能由所谓暗辐射 I_{2d} 来标定, $I_2 = |U|^2 I_{2d}$ 。在这些条件下,入射光束满足下面的包络演化方程^[10,15]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{2} k_0 n_e^3 r_{33} E_{sc} U = 0 \quad (1)$$

在稳态情况下,式(1)中的空间电荷场可由Castro-Camus 双光子光折变模型给出^[18]:

$$E_{sc} = \left[E_0 \tau \frac{(1 + |U|^2 + \sigma)}{(1 + |U|^2)} - \eta E_p \frac{|U|^2 (1 + \sigma + |U|^2)}{(1 + |U|^2)} \right].$$

$$\left[1 + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_A} \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right] - \frac{k_B T}{e} \frac{\sigma [\partial(|U|^2)/\partial x]}{(1 + |U|^2 + \sigma)(1 + |U|^2)} + \frac{k_B T}{e} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_A} \left(1 + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e N_A} \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right)^{-1} \frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial x^2} \quad (2)$$

这里假设 $|U(x,z)|$ 是类明光束,当 $x \rightarrow \infty$ 时, $|U|^2 = 0$ 。 k_B 是玻尔兹曼常数, T 是热力学温度。 ε_0 和 ε_r 分别是真空和相对电介常数; e 为基本电荷; $E_p = \kappa \gamma N_A / e \mu$ 是晶体的光伏场, E_0 是外加电场,晶体暗区空间电荷 $E_{sc}(x \rightarrow \pm \infty) = E_0$ 。 $\sigma = \gamma_1 N_A / s_2 I_{2d} = \gamma_1 N_A / \beta_2$, $\tau = 1/(1 + \sigma)$, $\eta = \beta_2 / (s_1 I_1 + \beta_1)$, s_1 和 s_2 是光电离截面, β_1 和 β_2 分别是价带到中间能级和中间能级到导带的是热激发速率; γ , γ_1 和 γ_2 分别是导带到价带,中间能级到价带和导带到价带的复合率。 N_A 为受主(或陷阱)密度。

对于准平面光束,包络 U 在一定范围内与 x 无关,因此方程(1)中的衍射项、方程(2)中的 E_{sc} 和 $|U|^2$ 的微分项可以忽略,在这种情况下,由方程(2)可以得到空间电荷场如下:

$$E_{sc} = \left[E_0 \tau \frac{(1 + |U|^2 + \sigma)}{(1 + |U|^2)} - \eta E_p \frac{|U|^2 (1 + \sigma + |U|^2)}{(1 + |U|^2)} \right] \quad (3)$$

在 $(2k)^{-1} (\partial^2 U / \partial x^2) = 0$ 的情况下,方程(1)的解为:

$$U = r^{1/2} \cdot \exp \left\{ -i\beta z \left[E_0 \tau \frac{(1+r+\sigma)}{(1+r)} - E_p \eta \frac{r(1+r+\sigma)}{(1+r)} \right] \right\} \quad (4)$$

其中, $\beta = (k_0 n_0^3 r_{33})/2$, 正的量 $r = I_2 / I_{2d}$ 代表光场强度与暗辐射度的比值。为了研究解的稳定性,假设方程(4)的静态微扰结果如下:

$$U = [r^{1/2} + \delta(x,z)] \cdot \exp \left\{ -i\beta z \left[E_0 \tau \frac{(1+r+\sigma)}{(1+r)} - E_p \eta \frac{r(1+r+\sigma)}{(1+r)} \right] \right\} \quad (5)$$

其中, $\delta(x)$ 是弱复合微扰,振幅 $\delta(x)$ 比准平面波振幅小的多, $|\delta(x)| \ll r^{1/2}$ 。假定空间微扰 $\delta(x)$ 由两边带平面波复合而成,具有如下形式:

$$\delta(x) = a(x) \exp(ipx) + b(x) \exp(-ipx) \quad (6)$$

下面来研究考虑方程(2)的高阶空间电荷场效应的非局域性调制不稳定性的增长率。把方程(5)代入方程(1)和(2),并且把 δ 线性化,得到以下耦合方程:

$$i \frac{\partial \delta}{\partial z} + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - \beta E (r^{1/2} + \delta) = 0 \quad (7)$$

$$E - \alpha \frac{\partial E}{\partial x} - \mu \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{r^{1/2}}{1+r} \left[E_{01} (\delta + \delta^*) + \frac{k_B T}{e} \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{\partial \delta^*}{\partial x} \right) \right] \quad (8)$$

其中, $E = E_{sc} - E_0 \tau (1+r+\sigma)/(1+r) + E_p \eta r (1+r+\sigma)/(1+r)$, $E_{01} = E_0 \tau \sigma / (1+r) + E_p \eta [(1+r)^2 +$

$$\hat{E} = -\frac{r^{1/2}}{1+r} \left\{ \frac{E_{01} + k_x^2 E_p \eta \alpha (1+\sigma+r^2+r\sigma)/(1+r) + i[\alpha E_{01} k_x + k_x (k_B T/e) \sigma (1+\eta k_x^2)/(1+r+\sigma)]}{(1+\mu k_x^2)^2 + \alpha^2 k_x^2} \right\} \times (\hat{\delta} + \hat{\delta}_x) \quad (9)$$

$$\hat{\delta} = \int_{-\infty}^{+\infty} [a \exp(ipx) + b \exp(ipx)] \exp(-ik_x x) dx \quad (10)$$

从方程(10)能够得到:

$$\hat{\delta} + \hat{\delta}^* = 2\pi [(a+b^*)\delta(k_x-p) + (b+a^*)\delta(k_x+p)]$$

其中, $\delta(k)$ 是一个 delta 函数。把 $\hat{\delta} + \hat{\delta}^*$ 代入方程

$$G(p) = \beta \frac{r}{1+r} \times \left\{ \frac{E_{01} + E_p \eta \alpha p (1+\sigma+r^2+r\sigma)/(1+r) + i[(\alpha E_{01} + k_B T/e)p + \mu (k_B T/e)p^3 \sigma / (1+r+\sigma)]}{(1+\mu p^2)^2 + \alpha^2 p^2} \right\} \quad (12)$$

把方程(11)和(12)代入方程(7)中,只保留同类项,可以得到下列耦合偏微分方程:

$$i \frac{da}{dz} - \frac{p^2}{2k} a + G(p)(a+b^*) = 0 \quad (13)$$

$$i \frac{db}{dz} - \frac{p^2}{2k} b + G(p)(b+a^*) = 0$$

从方程(13)我们可以得到:

$$\frac{d^2 a}{dz^2} = \left[\frac{p^2}{k} G(p) - \frac{p^4}{4k^2} \right] a \quad (14)$$

$$\frac{d^2 b}{dz^2} = \left[\frac{p^2}{k} G^*(p) - \frac{p^4}{4k^2} \right] b$$

非局域性调制不稳定性增长率 Γ_{gl} 可由方程(14)推导得出:

$$\Gamma_{gl} = \text{Re} \left\{ \left[\frac{p^2}{k} G(p) - \frac{p^4}{4k^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (15)$$

其中, $\text{Re}\{\}$ 代表实部。

3 数值分析

为了描述研究结果,选择具有双光子光折变效应的 LiNbO₃ 晶体,参量如下^[17]: $n_e = 2.27$, $r_{33} = 30 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$, $E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$, $N_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\varepsilon_r = 30$,其他参量为 $\lambda_0 = 0.5 \text{ } \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$, $\eta = 1.5 \times 10^{-4}$, $\sigma = 10^4$ 。利用这些参量,可以计算出 $\beta = 2.0 \times 10^{-3} \text{ V}^{-1}$, $k = 2.76 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $\tau = 1.0 \times 10^4$ 。图1(a)和图1(b)分别给出了双光子光折变 LiNbO₃ 晶体当 $E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$, $r=2$ 时 E_0 为三个正的值和三个负的值的情况下非局域性调制不稳定性增长率为 p/k 的函数。可以看出,不论外加电场取值如何,非局域性调制不稳定性增长率随 p/k 的增加有相同

$$\sigma]/(1+r), \alpha = [E_0 \tau (1+r+\sigma)/(1+r) - E_p \eta r (1+r+\sigma)/(1+r)] [\varepsilon_0 \varepsilon_r / (eN_A)],$$

$$\mu = (k_B T/e) [\varepsilon_0 \varepsilon_r / (eN_A)].$$

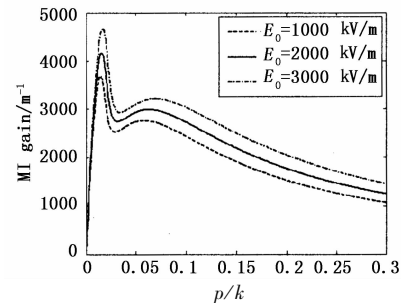
空间电荷场 \hat{E} 和空间微扰 $\hat{\delta}$ 在频率域 k_x 可以通过傅里叶变换得到:

(9)并进行反 Fourier 运算,可以得到空间电荷场的实部:

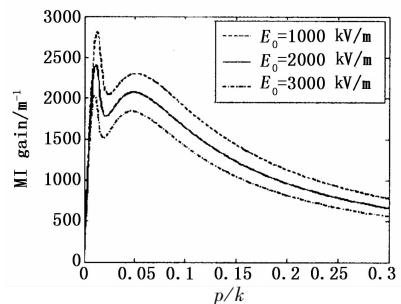
$$E = -\frac{1}{\beta r^{1/2}} [G(p)(a+b^*)\delta(k_x-p) + (a^*+b) \cdot \delta(k_x+p)] \quad (11)$$

其中:

的变化趋势。在图1(a)中,外加电场为正时,不论在低频还是高频空间,调制不稳定性增长率都随 E_0 的增加而增大。在图1(b)中,当外加电场为负值时,调制不稳定性增长率随 E_0 的绝对值的增加而变小。



(a)



(b)

图1 $r=2, E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ 时非局域性调制不稳定性增长率作为 p/k 的函数

图2(a)和图2(b)分别给出了双光子光折变 LiNbO₃ 晶体当 $E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$, $E_0 = 2 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ 时 $r > 1$ 和 $r < 1$ 的情况下非局域性调制不稳定性 Γ_{gl} 作为 p/k 的函数。由图中可以看出,在 $r > 1$ 或 $r < 1$ 得情况下,调制不稳定性增长率随 p/k 的变化

都有相同的变趋势。在 p/k 取固定的值时, 调制不稳定性增长率随 r 的增大而增大。

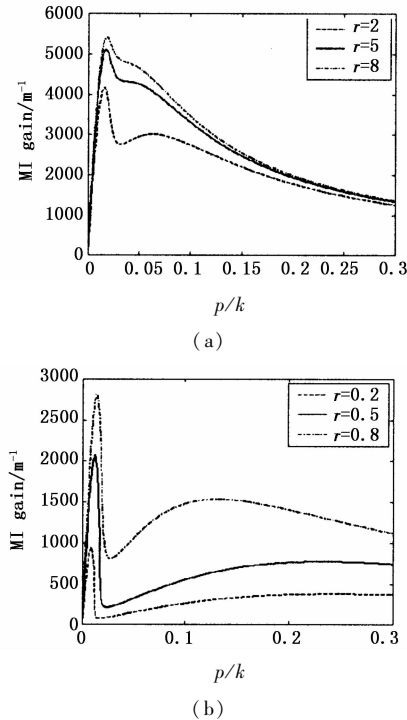


图2 $E_p = 4 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$, $E_0 = 2 \times 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ 时非局域性调制不稳定性增长率在不同的 r 的函数

在系统中, 如果忽略光伏效应, 即 $E_p = 0$, 由式(12)和式(15)可得到有偏压的双光子非光伏光折变晶体中宽光束非局域调制不稳定性的线性增长率。图3给出了当 $E_p = 0$, $r = 2$ 时 E_0 取三个不同的正值时非局域性调制不稳定性增长率作为 p/k 的函数。可以看出, 不同的外加电场情况下, 非局域调制不稳定性增长率随 p/k 的变化有趋势相同的变化关系。不论在低频还是高频空间, 调制不稳定性增长率都随 E_0 的增加而增大。当外加电场为零, 即 $E_0 = 0$, 由式(12)和式(15)可得到闭路双光子光伏光折变晶体中宽光束非局域调制不稳定性的增长率。图4给出了当 $E_0 = 0$, $E_p = 4 \times 10^6 \text{ V/m}$ 时非局域性调制不稳定性增长率作为 p/k 的函数。

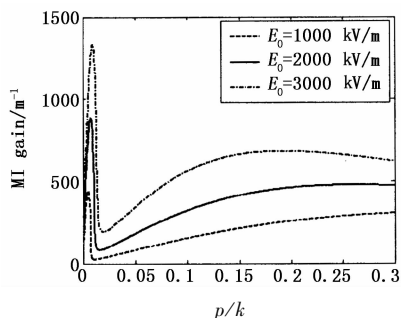


图3 $r = 2$, $E_p = 0$ 时非局域性调制不稳定性增长率作为 p/k 的函数

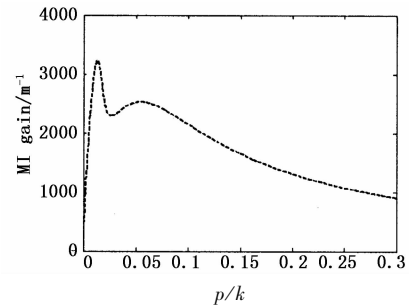


图4 $r = 2$, $E_p = 0$ 时非局域性调制不稳定性增长率作为 p/k 的函数

4 结论

研究了稳态情况下一维宽光束在有偏压双光子光伏光折变晶体中的调制不稳定性。研究结果表明, 外加电场和入射光强度的变化对调制不稳定性增长率有较大的影响。当入射光束强度给定时, 外加电场为正值时, 调制不稳定性的增长率随电场增加而增大, 当外加电场为负值时, 调制不稳定性增长率随外加电场的绝对值的增大而减小。在外加电场给定时, 调制不稳定性增长率随入射光强的增大而增加。当外加电场为零时, 可得到闭路双光子光伏光折变晶体中调制不稳定性的结果。当忽略光伏效应, 可得到有偏压非光伏光折变晶体中调制不稳定性的增长率的结果。

参考文献:

- [1] Segev M, Crosignani B, Yariv A. Spatial solitons in photorefractive media [J]. Phys Rev Lett, 1992, 68 (7): 923 - 926.
- [2] Duree G C, Shult J L, Salamo G J, et al. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect [J]. Phys Rev Lett, 1993, 71 (4): 533 - 536.
- [3] Christodulides D N, Carvalho M. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. J Opt Soc Am B, 1995, 12 (9): 1628 - 1633.
- [4] Grandpierre A G, Christodulides D N, Coskun T N, et al. Gray spatial solitons in biased photorefractive media [J]. J Opt Soc Am B, 2001, 18 (1): 55 - 63.
- [5] Valley G C, Segev M, Crosignani B, et al. Dark and bright photovoltaic solitons [J]. Phys Rev A, 1994, 50 (6): R4457 - R4460.
- [6] Segev M, Valley G C, Bashaw M C, et al. Photovoltaic spatial solitons [J]. J Opt Soc Am B, 1997, 14 (7): 1772 - 1781.
- [7] Liu J S, Lu K Q. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection [J]. J Opt Soc Am B, 1999, 16 (4): 550 - 555.
- [8] Hou Chunfeng, Yuan Baohong, Sun Xiaodong. Incoherent

- ly coupled screening-photovoltaic soliton pairs [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 49(10): 1969 – 1971. (in Chinese)
侯春风, 袁保红, 孙晓冬. 非相干耦合屏蔽光伏孤子对 [J]. *物理学报*, 2004, 49(10): 1969 – 1971.
- [9] Ji Xuangmang, Wang Jinlai, Liu Jinsong, et al. The temperature dependence of incoherently coupled bright-dark screening photovoltaic soliton pairs [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(4): 386 – 389. (in Chinese)
吉选芒, 王金来, 刘劲松, 等. 非相干耦合亮 – 暗屏蔽光伏孤子对的温度特性 [J]. *激光技术*, 2004, 28(4): 386 – 389.
- [10] Carvalho M I, Singh S R, Christodoulides D N. Modulational instability of quasi-plane-wave optical beams biased in photorefractive crystals [J]. *Opt Commun*, 1996, 126: 167 – 174.
- [11] Lu K Q, Zhao W, Yang Y L, et al. Modulation Instability in biased photorefractive-photovoltaic crystals [J]. *Chin Phys Lett*, 2004, 21(6): 1086 – 1088.
- [12] Wang H C, She W L. Modulation instability of broad optical beams in nonlinear media with general nonlinearity [J]. *Chin Opt Lett*, 2006, 4(2): 108 – 110.
- [13] Wang H C, She W L. Modulation instability and interaction of non-paraxial beams in self-focusing Kerr media [J]. *Opt Commun*, 2005, 254: 145 – 151.
- [14] Castro-Camus E, Magana L F. Prediction of the physical response for the two-photon photorefractive effect [J]. *Opt Lett*, 2003, 28(13): 1129 – 1131.
- [15] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, et al. Spatial solitons in two-photon photorefractive media [J]. *Phys Rev A*, 2005, 71(5): 053817.
- [16] Hou C F, Zhang Y, Jiang Y Y, et al. Photovoltaic solitons in two-photon photorefractive materials under open-circuit conditions [J]. *Opt Commun*, 2007, 273: 544 – 548.
- [17] Zhang G Y, Liu J S. Screening-photovoltaic spatial solitons in biased two-photon photovoltaic photorefractive crystals [J]. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26(1): 113 – 120.
- [18] Su Y L, Jiang Q C, Ji X M. Higher-order space-charge field effects on the self-deflection of two-photon bright screening-photovoltaic spatial solitons [J]. *Phys Scr*, 2010, 82: 035401.
- [19] Hong W P, Shwetanshumala, Konar S. Modulational instability of optical beams in photovoltaic and photorefractive media due to two-photon photorefractive effect under open circuit condition [J]. *Opt Commun*, 2008, 281: 5864 – 5869.