

线性电介质和中心对称光折变晶体界面表面波的研究*

冯天润 卢克清[†] 陈卫军 刘书芹 牛萍娟 于莉媛

(天津工业大学, 电子与信息工程学院, 天津 300387)

(2013年7月14日收到; 2013年7月24日收到修改稿)

报道了中心对称光折变晶体与线性电介质界面表面波的形成及能量变化. 通过调节传播常数和波导参数的方法, 可以得到非局域、振荡、局域三种类型的表面波. 波导参数和传播常数之差大于阈值时, 线性电介质和中心对称光折变晶体界面可以形成局域表面波. 波导参数为正值时, 局域表面波主要聚集在中心对称光折变晶体内, 随着传播常数的增大, 波能量随之单调递增, 表面波可以稳定传播. 在给定的条件下, 调节决定非线性作用强度的可变参量可以控制局域表面波模的阶数和传播波形.

关键词: 非线性光学, 中心对称光折变晶体, 表面波

PACS: 42.65.-k, 78.20.Mg, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.62.234205

1 引言

光折变晶体中的空间孤子是近年来人们一直研究的热点, 迄今为止被发现和研究的光折变孤子包括屏蔽孤子^[1,2]、光伏孤子^[3,4]、屏蔽-光伏孤子^[5-8]、聚合孤子^[9,10]、中心对称光折变晶体中的孤子^[11,12]等. 另一方面, 光折变材料与线性电介质之间的界面存在着光折变非线性表面波^[13] (PRSW), 具有扩散、扩散-漂移、扩散-光伏三种机理, 它的主要特点是通过光折变晶体的非线性效应能够将光波能量限制在晶体表面的狭层内, 使得界面处具有很高的光能量和功率密度, 在光波导制备、谐波产生、光通信及光信息处理等方面有着很高研究价值.

1996年 Garcia Quirino 等人提出 PRSW 的存在, 并系统的论述了在扩散机理下 PRSW 的传播情况^[13,14]. 此后, 国内外学者进一步对扩散机理、漂移机理以及扩散-光伏效应机理等光折变非线性产生的 PRSW 进行了系统的理论和实验研究^[15-24]. 2008年 Zhang 等人首次研究了 TM 模的光折变表面波, 并以 PRC-空气界面为例进行了数值模拟^[16].

2010年 Usievich 等人研究了在光折变晶体 SBN-75 与空气界面 PRSW 的传播情况^[19]. 值得注意的是, 现在对 PRSW 的研究都是基于非中心对称光折变晶体, 而在中心对称光折变晶体与其他介质的界面 PRSW 的形成、传播模式以及稳定性尚且还不清楚. 在所有的稳态孤子的研究中, 折射率的非线性变化起因于 Pockels 效应, 而这种效应仅存在于非中心对称光折变晶体中^[25]. 由于 Kerr 效应, 光折变效应也存在于中心对称光折变晶体内^[26,27]. 本文将对中心对称光折变晶体和线性电介质界面 PRSW 的形成和传播进行讨论. 对光的波动方程进行数值模拟, 得到了振荡表面波、非局域表面波、局域表面波三种类型, 并讨论了它们的形成和传输模式, 给出其传播曲线. 最后, 详细分析了不同阶数局域表面波在中心对称光折变晶体内的能量变化, 并研究其传输稳定性.

2 理论模型

假设一束光在中心对称光折变晶体与线性电介质界面沿 z 轴传播, 沿 x 轴方向衍射, 其中 x 轴的右侧 ($x \geq 0$) 是线性电介质, 左侧 ($x < 0$) 是中心对

* 天津市自然科学基金 (批准号: 13JCYBJC16400) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: kqlutj@126.com

称光折变晶体, 晶体的 c 轴平行于 x 轴. 在上述情况下, 光束满足如下波动方程^[18]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{2k_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2}, \quad x \geq 0, \quad (1a)$$

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{2k_0} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{k^2 - k_0^2}{2k_0} A - \frac{k^2}{k_0 n} \Delta n A, \quad x < 0, \quad (1b)$$

上式中 A 为光场慢变振幅, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$ 为线性电介质光波数, n_0 为折射率, λ 是入射光束波长, $k = 2\pi n/\lambda$ 为中心对称光折变晶体中光波数, n 是未扰动晶体折射率, $\Delta n = -n^3 g_{\text{eff}} \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_{\text{sc}}^2/2$ 是晶体折射率的扰动, ϵ_0 是真空中介电常数, ϵ_r 是相对介电常数, E_{sc} 是中心对称光折变晶体内部的空间电荷场, g_{eff} 是有效二次电光系数. 根据 Kukhtarev-Vinetskii 的带输运模型, 考虑扩散和漂移机理, 空间电荷场表示为^[2]

$$E_{\text{sc}} = E_0 \left(1 - \frac{I}{I_d} \right) + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial(I/I_d)}{\partial x}, \quad (2)$$

上式中 $I = |A|^2$ 为光束的强度, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, e 为载流子的电量, I_d 为介质中的暗辐射, E_0 为外加电场. 为了简化计算, 采用无量纲坐标, 横坐标和纵坐标分别为 $s = x/x_0$ 和 $\xi = z/(k_0 x_0^2)$, 其中 x_0 是任意长度. 将 (2) 式代入 (1) 式, 得到描述光场振幅的演化方程

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial s^2}, \quad s \geq 0, \quad (3a)$$

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial s^2} - \delta A + \beta (1 - I_d^{-1} |A|^2)^2 A + \mu_1 (1 - I_d^{-1} |A|^2) A \frac{\partial(I_d^{-1} |A|^2)}{\partial s} + \mu_2 A \left[\frac{\partial(I_d^{-1} |A|^2)}{\partial s} \right]^2, \quad s < 0, \quad (3b)$$

其中 $\delta = (k^2 - k_0^2)x_0^2/2$ 为波导参数, $\beta = x_0^2 k^2 n^2 g_{\text{eff}} \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_0^2/2$ 为非线性响应中漂移部分的强度, $\mu_1 = (k_B T/e)x_0 k^2 n^2 g_{\text{eff}} \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 E_0$ 和 $\mu_2 = (k_B T/e)^2 k^2 n^2 g_{\text{eff}} \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2/2$ 为非线性响应中扩散部分强度的一阶和二阶项. (3b) 式详细的描述了中心对称光折变晶体中各非线性响应对光波的作用, 右端前三项依次为晶体中光波衍射的色散、光束与界面的相互作用、漂移机理的自聚焦, 最后两项表示扩散机理的自弯曲效应.

3 数值分析

设光波振幅 $A = \sqrt{I_d} u(s) \exp(ib\xi)$, 其中 $u(s)$

是光波的模, b 是传播常数, 将该表达式代入到 (1) 式得

$$\frac{d^2 u}{ds^2} = 2bu, \quad s \geq 0, \quad (4a)$$

$$\frac{d^2 u}{ds^2} = 2(b - \delta + \beta)u - 2\beta u^3 + 4\mu_1 (1 - u^2)u^2 \frac{du}{ds} + 8\mu_2 u^3 \left(\frac{du}{ds} \right)^2, \quad s < 0, \quad (4b)$$

上式方程满足 u 和 du/ds 在 $s = 0$ 处的连续性. 直接对 (4a) 式进行求解, 可以得到 $u(s) = m \exp[-(2b)^{1/2}s]$, 其中 m 是非线性作用强度的任意参量 (由入射光束初始振幅决定). 虽然无法直接求出 (4b) 式的解析解, 但可以通过数值积分. 我们利用打靶法来求数值解, 其中初值条件可由 (4a) 式的解得到. 通过调节参数 b , δ 和 m 的方法, 可以在中心对称光折变晶体与线性电介质界面得到不同类型的表面波模. 本文我们以中心对称光折变晶体钽铌酸锂钾 (KLTN) 为例, 晶体参数和相应计算得到的参数为 $g_{\text{eff}} = 0.12 \text{ m}^4 \cdot \text{C}^{-2}$, $n = 2.2$, $T = 21 \text{ }^\circ\text{C}$, $\lambda = 0.5 \text{ } \mu\text{m}$, $E_0 = 2 \times 10^5 \text{ V/m}$, $x_0 = 9 \text{ } \mu\text{m}$, $\beta = 3.6$, $\mu_1 = 0.1$, $\mu_2 = 0.00071$.

根据质点在势阱中的振荡理论可以将 (4b) 式转换为^[18]

$$\frac{d(T+U)}{ds} = 4\mu_1 (1 - u^2)u^2 \left(\frac{du}{ds} \right)^2 + 8\mu_2 u^3 \left(\frac{du}{ds} \right)^3, \quad (5)$$

其中 $T = (du/ds)^2/2$ 和 $U = -(b - \delta + \beta)u^2 + \beta u^4/2$ 分别相当于运动质点的动能和势能. 等号右端相当于质点振荡时的非线性摩擦力, 该方程可用来分析方程 (4b) 解的情况. 图 1 给出了波导参数和传播常数取不同值时势能 U 的变化曲线, 由质点振荡理论可知, 势能是关于平衡位置 ($u = 0$) 对称的, 图中只给出 $u > 0$ 的情况.

从图 1 可以看出, 当 $b - \delta < -\beta$ 时, 势能 U 随着 u 的增大而单调增大, 且只有在平衡位置 ($u = 0$) 时才存在一个稳定的驻点 ($dU/du = 0$). 根据质点振荡模型理论, 当初始能量 $U + T$ 不为零时, 运动质点受到非线性摩擦力的影响, 总能量会逐渐减小, 直至 $s \rightarrow -\infty$ 时, 质点趋近于平衡位置 ($u = 0$). 在这种情况下, 表面波在中心对称光折变晶体中传输时具有很长的振荡拖尾, 称为非局域表面波, 如图 2 所示.

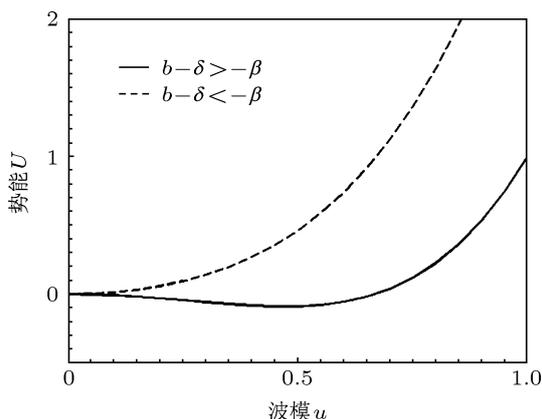


图1 波导参数和传播常数不同值时势能 U 的变化轮廓图

当 $b - \delta > -\beta$ 时, 随着 u 的增大, 势能 U 先增大后减小再增大. 从图 1 可以看出, U 在平衡位置两侧有两个稳定的驻点 ($u = \pm\sqrt{(b - \delta + \beta)/\beta}$), 在 $u = 0$ 处有一个不稳定的驻点. 当质点初始能量 $U + T$ 不为零时, 会在势阱两侧往返运动, 由于非线性摩擦力的作用, 能量会不停减少, 直至停留在这两个稳定驻点或不稳定驻点处为止. 如果质点最终停留在稳定驻点 ($u = \pm\sqrt{(b - \delta + \beta)/\beta}$) 处, 可以形成能量无限的振荡表面波^[18] (s 从 0 到 $-\infty$). 图 3 给出了前四阶振荡表面波模的轮廓曲线, 其中表

面波模阶数指的是表面波模与 s 轴交点的个数. 当 $s \rightarrow -\infty$ 时, 振荡表面波呈阻尼振荡形式, 振荡振幅和衰减速率是由传播常数与波导参数决定的, 由于振荡表面波有零谐波, 在调制不稳定的影响下, 扩散机理下振荡表面波是极其不稳定的^[13].

从图 3 可以看出, 相邻阶数的表面波模会交错收敛于两个稳定驻点, 由于这两个稳定驻点关于平衡位置 ($u = 0$) 是对称的, 所以必定存在一个振幅使得表面波模收敛于平衡位置处, 且在中心对称光折

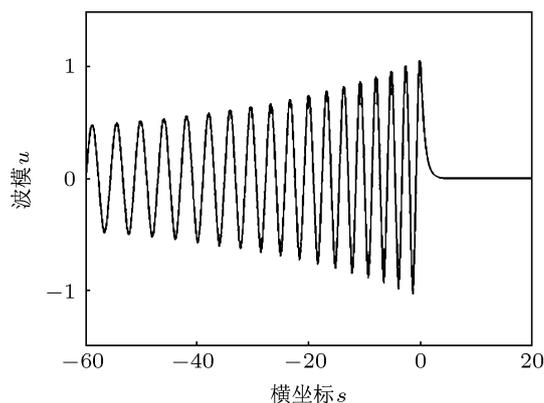


图2 非局域表面波模的轮廓图 (系统参数: $b = 1, \delta = 5, \beta = 3.6$)

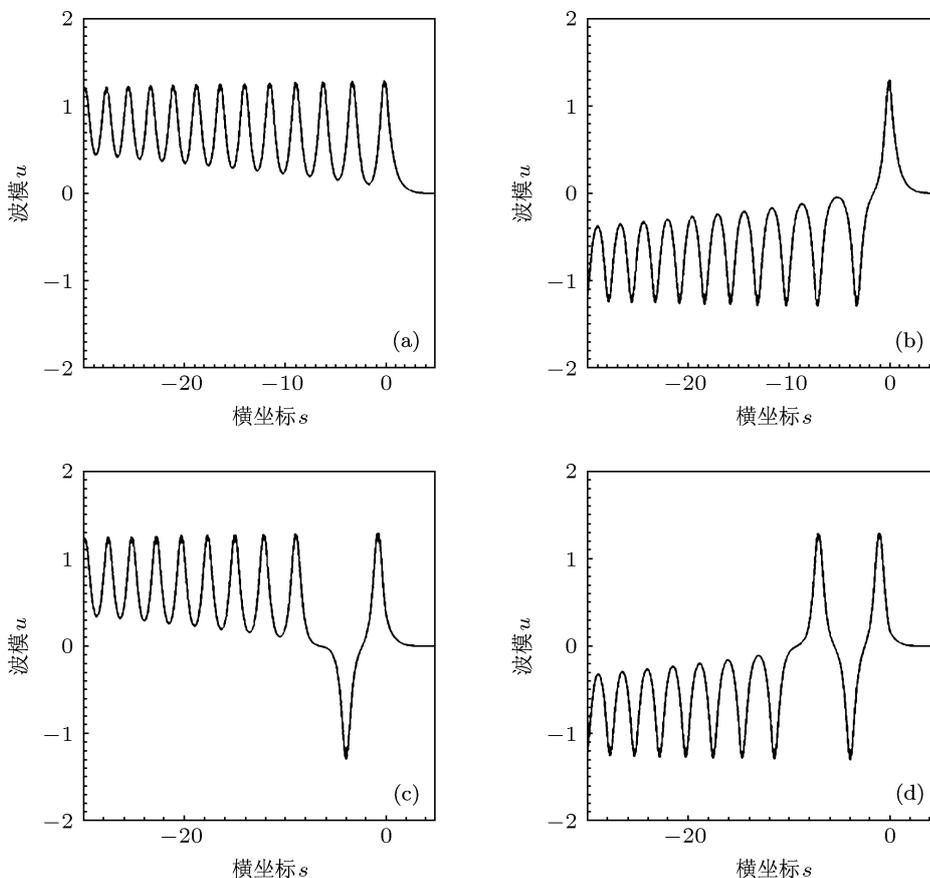


图3 (a) 1阶、(b) 2阶、(c) 3阶、(d) 4阶振荡表面波模的轮廓图 (系统参数: $b = 1.1, \delta = 1.7, \beta = 3.6$)

变晶体中不会出现振荡拖尾, 满足这种情况的表面波称为局域表面波. 前四阶局域表面波模的轮廓图如图 4 所示.

从图 4 可以看出, 当波导参数 $\delta > 0$ 时, b 值越大, 局域表面波振幅越大, 传播的时间和距离随之减小, 表面波衰减越快, 且主要集中在中心对称光折变晶体内, 并逐渐的从线性电介质向晶体内进行偏移. 图 5 中给出了在上述情况下, 局域表面波的能量随着传播常数 b 值的增大而变化的走势图, 其

中表面波的能量被定义为 $W = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2(s) ds$. 从图中可以看出, 在波导参数 $\delta > 0$ 的情况下, b 越大, 表面波振幅越大, 宽度随之减小, 能量越来越大. 当表面波模的阶数增大时, 能量也随之增大, 波的分布将会变得越来越不对称, 而且由于边界效应的增强, 光波的自弯曲效应得到补偿, 同时光波第一个周期强度的最大值向线性电介质与中心对称光折变晶体界面偏移 (如图 4 所示).

最后对局域表面波的稳定性进行讨论, 采用分

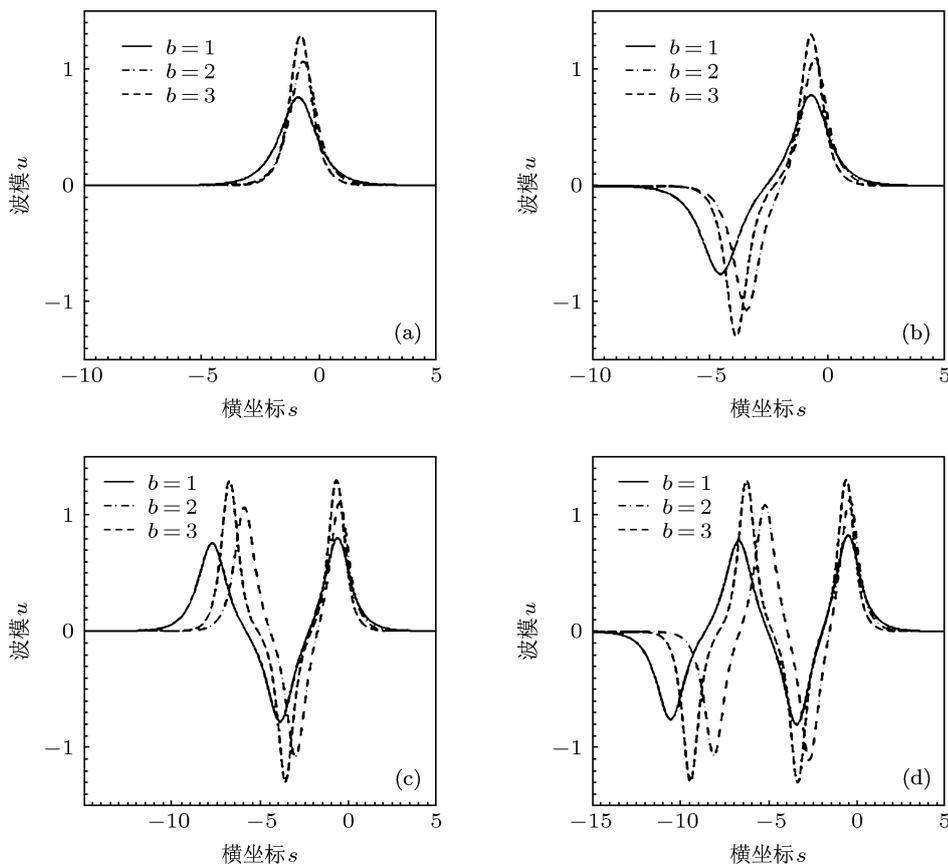


图 4 传播常数 b 依次为 1, 2, 3 时 (a) 1 阶、(b) 2 阶、(c) 3 阶、(d) 4 阶局域表面波模的轮廓图 (系统参数: $\delta = 3.6, \beta = 3.6$)

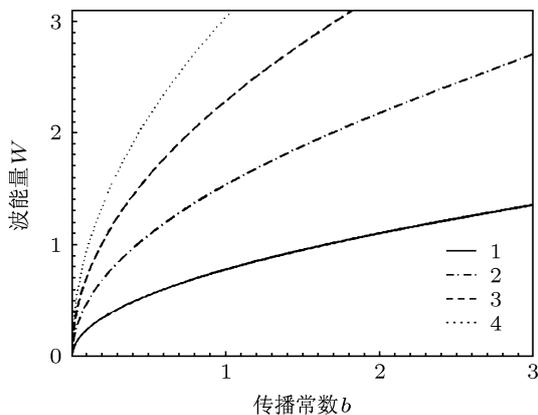


图 5 前四阶局域表面波能量随传播常数 b 变化的曲线 (系统参数: $\delta = 3.6, \beta = 3.6$)

步傅里叶方法对 (3) 式进行演化, 分析光波传输时的稳定性. 当波导参数 $\delta > 0$, 传播常数 $b = 1$ 时, 对输入光波加 10% 的扰动, 得到前四阶局域表面波的传播演化图形, 如图 6 所示. 从图中可以看出, 局域表面波主要集中在中心对称光折变晶体内, 并且可以沿着 ξ 轴稳定传播.

4 结论

本文研究了中心对称光折变晶体与线性电介质界面表面波的传输, 并分析其能量变化和传播时的稳定性. 调节波导参数 δ 和传播常数 b 的取值,

可以得到三种类型的表面波, 当 $b - \delta < -\beta$ 时, 得到非局域表面波; 当 $b - \delta > -\beta$ 时, 得到振荡表面波和局域表面波, 且只有局域表面波在界面传播时, 中心对称光折变晶体中不会产生阻尼振荡的拖尾. 当波导参数 $\delta > 0$ 时, 随着传播常数 b 的增大, 局域

表面波模的振幅随之增大, 宽度减小, 光波的衰减变快, 能量 W 单调增加, 集中在中心对称光折变晶体中光波能量越来越大, 且总是高于在线性电介质中的能量. 此外, 局域表面波在线性电介质和中心对称光折变晶界面是稳定传播的.

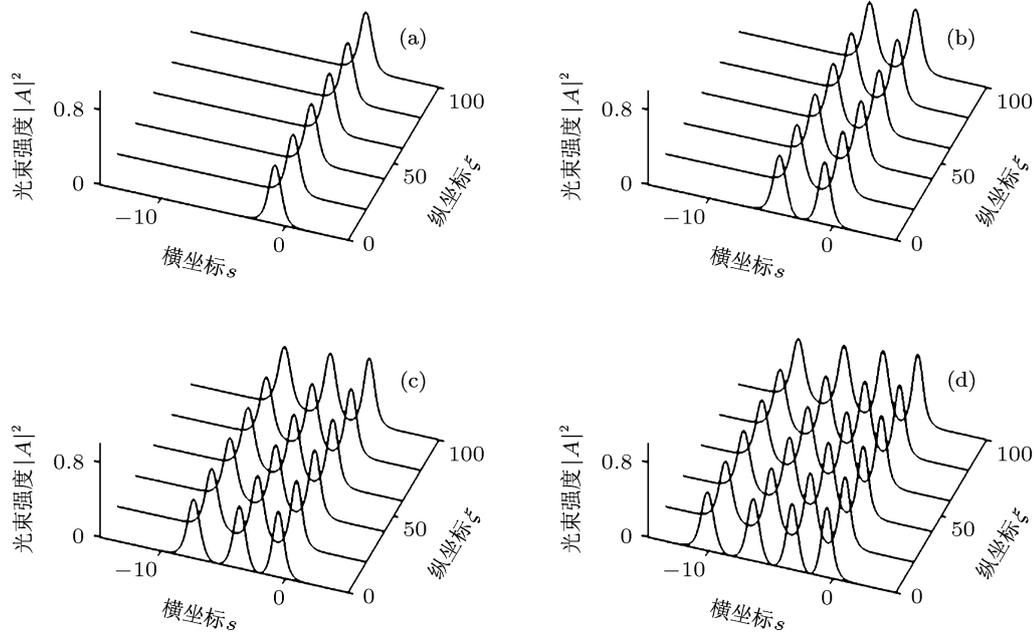


图6 输入加 10% 的扰动 (a) 1 阶、(b) 2 阶、(c) 3 阶、(d) 4 阶局域表面波模的演化图形 (系统参数: $b = 1, \delta = 3.6$)

[1] She W L, Chan C W, Lee W K 2001 *Opt. Lett.* **26** 1093
 [2] Christodoulides D N, Carvalho M I 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1628
 [3] Usievich B A, Nurligareev D K, Sychugov V A 2011 *Quantum Electron.* **43** 14
 [4] Wang H C, She W L 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 128
 [5] Yang L S, Chen Y H, Lu G L, Liu S M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3966 (in Chinese) [杨立森, 陈玉和, 陆改玲, 刘思敏 2007 物理学报 **56** 3966]
 [6] Song T, Liu S M, Guo R, Liu Z H, Zhu N, Gao Y M 2006 *Opt. Express.* **14** 1924
 [7] Kartashov Y V, Torner L, Vysloukh V A, Mihalache D 2006 *Opt. Lett.* **31** 1483
 [8] Lu K Q, Tang T T, Zhang Y P 2000 *Phys. Rev. A* **61** 053822
 [9] Sheu F W, Shih M F 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 785
 [10] Lu K Q, Li K H, Zhang Y P, Yuan C Z, Miao C Y, Chen L, Xu J J 2010 *Opt. Commun.* **283** 4741
 [11] Zhan K Y, Hou C F, Pu S Z 2011 *Opt. Laser Technol.* **43** 1274
 [12] Ciattoni A, Marini A, Rizza C, DelRe E 2009 *Opt. Lett.* **34** 911
 [13] Garcia Quirino G S, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S 1995 *Phys. Rev.* **51** 1571
 [14] Garcia Quirino G S, Sanchez-Mondragon J J, Stepanov S 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2530
 [15] Zhang T H, Ren X K, Wang B H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 013827
 [16] Zhang T H, Shao W W, Li K, Liu X S, Xu J J 2008 *Opt. Commun.* **281** 1286
 [17] Safioui J, Fazio E, Devaux F, Chauvet M 2010 *Opt. Lett.* **35** 1254
 [18] Aleshkevich V A, Kartashov Y V, Egorov A A, Vysloukh V A 2001 *Phys. Rev. E* **64** 573
 [19] Usievich B A, Nurligareev D K, Sychugov V A, Ivleva L I, Lykov P A, Bogodaev N V 2010 *Quantum Electron.* **40** 437
 [20] Sun T T, Lu K Q, Chen W J, Yao F X, Niu P J, Yu L Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 030303 (in Chinese) [孙彤彤, 卢克清, 陈卫军, 姚风雪, 牛萍娟, 于莉媛 2013 物理学报 **62** 030303]
 [21] Ahmadbadi H N, Khorsandi A R 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054205
 [22] Xiao F J, Zhang P, Liu S, Gan X T, Zhao J L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044208
 [23] Wang X L, Wang P, Min C J, Chen J X, Lu Y H, Ming H 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 4375
 [24] Huang H C, Wang H Z, He Y J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4919
 [25] Segev M, Agranat A 1997 *Opt. Lett.* **20** 1299
 [26] Li J P, Lu K Q, Zhao W, Yang Y L, Zhu X P, Guo X H 2006 *Acta Phys. Sin.* **35** 257 (in Chinese) [李金萍, 卢克清, 赵卫, 杨延龙, 朱香平, 过晓辉 2006 光子学报 **35** 257]
 [27] DelRe E, Crosignani B, Tamburrini M, Segev M, Mitchell M, Pefaeli E, Agranat A J 1998 *Opt. Lett.* **23** 421

Study on surface waves formed at the interface between linear dielectric and centrosymmetric photorefractive crystals*

Feng Tian-Run Lu Ke-Qing[†] Chen Wei-Jun Liu Shu-Qin
Niu Ping-Juan Yu Li-Yuan

(*Institute of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China*)

(Received 14 July 2013; revised manuscript received 24 July 2013)

Abstract

We report localized surface waves at the interface between linear dielectric and centrosymmetric photorefractive (CP) crystals. Adjusting the values of the guiding parameter δ and the propagation constant b , we can easily get three types of surface waves: delocalized surface waves, shock surface waves, and localized surface waves. When the difference between b and δ exceeds a certain threshold value, the localized surface waves can form at the interface between linear dielectric and CP crystals. For positive δ values, the part of the energy of localized surface waves concentrated in the nonlinear CP crystals is always higher than that in the linear dielectric, and increases monotonically with b . The stability properties of the localized surface waves are investigated numerically and it is shown that they can be stable. In a given system, the orders and waveforms of localized surface waves are controlled by adjusting the variable parameters which determine the strength of nonlinear effects.

Keywords: nonlinear optics, centrosymmetric photorefractive crystal, surface waves

PACS: 42.65.-k, 78.20.Mg, 42.65.Tg

DOI: 10.7498/aps.62.234205

* Project supported by the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 13JCYBJC16400).

[†] Corresponding author. E-mail: kqlutj@126.com