

饱和非线性光学介质中的变折射率光学工程*

刘思敏 陈晓虎 温海东 江瑛 郭儒 许京军 张光寅

(南开大学物理科学学院光子学中心 天津 300071)

摘要 文章概述了在饱和非线性介质中的变折射率光学工程的主要目的、内容和记录方式的类型,展示了国内外的动态及目前存在的主要问题,并提出了相应的解决办法.对应于不同的信号光强与背景光强之比,作者提出了可以进行“梯度型”和“阶跃型”变折射率元以及器件的记录和制作的新思路.在光生伏打光折变介质中,针对极低的暗辐照导致很长的记录时间以及介质的各向异性引起二维变折射率元、器件的畸变等问题,可以采用非相干均匀辐照光束来解决.

关键词 饱和非线性,变折射率

CHANGING REFRACTIVE INDEX OPTICAL ENGINEERING IN SATURABLE NONLINEAR MEDIA

LIU Si Min CHEN Xiao Hu WEN Hai Dong JIANG Ying GUO Ru

XU Jing Jun ZHANG Guang Yin

(Photonics Research Center, Physics College, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract An overview is given of the main types of recording in saturable nonlinear media by changing refractive index optical engineering, with particular reference to the current problems, corresponding solutions and latest developments. We present a new idea of fabricating “gradient type” and “step type” devices to solve the problem of different ratios of signal beam intensity to background illumination intensity. In photovoltaic photorefractive media, a long recording time is required when there is very low illumination, and distortion of 2D changing refractive index devices results from anisotropism of the medium. These problems can be resolved by incoherent background illumination.

Key words saturable nonlinearity, changing refractive index

1 饱和非线性

饱和非线性是最典型的一种光学非线性,它存在于许多非线性介质中.描述饱和非线性函数 $\Delta n(I)$ 的主要参量是:饱和强度 I_{sat} ,最大折射率改变 n_{∞} 和克尔(Kerr)系数 n_2 .其唯象模型为^[1]

$$\Delta n(I) = n_{\infty} \left[1 - \frac{1}{(1 + I/I_{\text{sat}})^P} \right], \quad (1)$$

这里 $P = n_2 I_{\text{sat}} / n_{\infty}$,在弱辐照条件下,即 $I \ll I_{\text{sat}}$ 时,作级数展开,取一级近似:

$$\Delta n(I) \approx n_{\infty} p \frac{I}{I_{\text{sat}}} = n_2 I, \quad (2)$$

这就是克尔非线性.所以,克尔非线性是饱和非线性的弱光非线性.当 $P=1$ 时,饱和非线性相应于光生伏打光折变非线性.这是因为在光生伏打光折变介质中,由带运输模型可直接推导出在一维情况下,其空

间电荷场 E_{sc} 与光强 I 之间的函数关系近似为^[2]

$$\begin{aligned} E_{\text{sc}} &\approx E_p \frac{I}{I + I_d} = E_p \frac{I/I_d}{1 + I/I_d} \\ &= E_p \left[1 - \frac{1}{1 + I/I_d} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

这里 $E_p = G_{\text{eff}} \nu N_A / q\mu$ 是最大的光生伏打场,其中 G_{eff} 是有效光生伏打常数, ν 是俘获截面, N_A 是负电荷受主密度, q 是电子电荷, μ 是电子迁移率. $I_d = \beta s$ 称为暗辐照,它是热激发速率 β 与光激发截面 s 之比.在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中, I_d 是 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 量级,而光致折射率改变 Δn 与空间电荷场的关系为

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E_{\text{sc}}, \quad (4)$$

* 国家自然科学基金(批准号:69878009,60078013,69678018)资助项目

2001-01-15 收到初稿,2001-02-23 修回

所以,在光生伏打光折变介质中,在一维情况下, Δn 与 I 的函数关系为

$$\begin{aligned} \Delta n &\approx \Delta n_s \frac{I}{I + I_d} = \Delta n_s \left| 1 - \frac{I_d}{I + I_d} \right| \\ &= \Delta n_s \left| 1 - \frac{1}{1 + I/I_d} \right|, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\Delta n_s = -\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E_p$, Δn 与 I/I_d 的函数关系曲线如图 1 所示. 它属于饱和非线性.

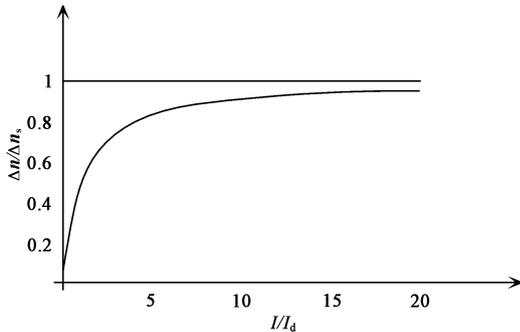


图 1 在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中 $\Delta n/\Delta n_s$ 与 I/I_d 的关系曲线

在 $I < I_d$ 时,按泰勒级数展开取一级近似,

$$\Delta n \approx \Delta n_s \frac{I}{I_d}. \quad (6)$$

所以在弱辐照下, Δn 与 I 成正比,近似为克尔非线性.在 $I \gg I_d$ 时, $\Delta n \rightarrow \Delta n_s$,达到饱和值.

2 变折射率光学工程

众所周知,变折射率元器件[例如波导、光纤、GRIN(梯度折射率棒)、光子晶体等]在光电子学中起着重要作用.这些元器件可以在晶体材料中通过以下各种技术进行制作:离子扩散,离子交换,离子注入,光刻等.但是,这些制作工艺复杂,成本高,周期长,不能实时进行.

随着光通信、集成光学和光学信息处理的飞速发展,人们提出了由光导向光的进一步需求.光学空间孤子的研究展示了光导向光的可能性.利用非线性光学效应,通过入射光强的空间分布直接实现介质中折射率的空间分布,从而制作各种变折射率元器件,以至整个集成光路,达到实时(瞬态)或稳态导向光和进行各种信号或信息处理的目的,这就是“变折射率光学工程”的主要目的和内容.其中“光学”二字是为了区别于其他非光学方法制作变折射率元器件的技术.它的记录方式包括干涉和成像法记录,后者又分为模拟记录和数字记录;变折射率的类型分为周期型、梯

度型和阶跃型;它所利用的非线性光学效应可以是瞬态的强光作用下的二阶、三阶非线性光学效应,光热效应,热-电-光(pyro-electro-optic)效应,也可以是稳态的光折变效应和光学极化(光控畴反转)效应等.

近年来,由光折变效应制作波导的技术已经得到证明:或通过按一定方式排列的聚焦光斑组成波导^[3],或由亮或暗空间孤子自感应写入波导^[4-7],或由干涉方法在傅里叶频谱面上写入波导阵列^[8].

3 目前存在的主要问题及国内外发展动态

在三种变折射率类型中,“周期型”一般是用干涉法、光学极化法、光学刻蚀法记录.它除了我们熟知的体相位栅(它已成功应用于实时全息术)外,还可以制作光学超晶格材料、光子晶体及光子器件.

半导体超晶格、量子阱等相关材料和器件的成功应用,使能带论突破了固有材料的局限,进入了通过能带设计与裁剪以获得新型人工微结构材料和器件的新阶段.同样地,如果对介电晶体的折射率或非线性光学系数进行光波长数量级(微米)的周期性调制,光在这种周期性折射率介质中的传播与电子在晶格周期势场中的运动一样,也会形成能带结构并存在光子带隙(某些波长范围和传播方向的光波不能在这种晶体中传播).光子带隙的位置与光谱宽度和光子晶体的结构密切相关,可以人为控制.光子晶体又分为线性光子晶体和非线性光子晶体两类^[9].线性光子晶体是线性折射率周期性变化的晶体;非线性光子晶体是二阶非线性系数周期性变化的晶体,它的线性折射率在空间是不变的,但二阶非线性极化率的符号是周期性改变的,变化的周期均是光波长数量级.因此,前者是由线性折射率不同的两种介质周期性排列制成的;后者则是周期性调制非线性极化率而得到的.准周期极化结构实质上就是一维的非线性光子晶体,目前它已成为研究热点.通过在这种结构中进行二次及高次谐波发生,已经产生了许多新的激光频率并观察到了许多新现象.由于光子是以光速运动的粒子,显然,光子器件比起电子器件会有更高的运行速度及其他一系列新特点,因而预期它会对于光通信(光子晶体光纤,光开关,光学双稳态),构造新型的微腔激光器,控制光的传播路径(光子元件),光学防护(光学限制器)以及光学信息处理等诸多方面的发展带来新的推动力^[10].

目前限制线性光子晶体材料和光子器件发展的

瓶颈是光子晶体制作上的困难.因它的折射率调制周期是光波长数量级,又要求尽可能高的折射率对比度(较大的折射率对比度才会获得较大的光子带隙).为了制作符合要求的线性光子晶体,长期以来,人们已经作了很大的努力,但制作的成本高,周期长,工艺复杂,这严重制约了光子材料和光子器件的发展.

理论分析表明^[9],二阶非线性系数 $\chi^{(2)}$ 周期性变化的非线性光子晶体是一种极具发展前景的光波长互换和导波光学材料和器件.目前国内外通过电极化畴反转技术已经制备了准周期极化结构,它是一维非线性光子晶体.另外,还有用脉冲激光对有机材料进行光学极化制作准周期极化结构的报道^[11].南京大学闵乃本等人,已利用光折变效应在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中制作了光学超晶格,它可用作光学双稳器件^[12,13].我们目前正在尝试利用干涉法和非线性光学效应在 LiNbO_3 晶体及其他材料中制作非线性光学超晶格材料.我们正在这种晶体中探索制作用作波导阵列的二维非线性光学超晶格,波导最小间隔可达 $8\mu\text{m}$,此间隔比文献[8]给出的最小间隔要小.

“阶跃型”变折射率类型的元器件可以通过将二元振幅掩模成像在饱和非线性介质的入射面处,用数字法来记录,当 $I=0$ 时, $\Delta n=0$,为“0”位;当 $I \gg I_{\text{sat}}$ 时, $\Delta n = \Delta n_s$ (饱和值)为“1”位,如图1所示.我们在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中研制的位相型波带片和光折变位相图均是这样记录的^[14],它是比较容易实现的.而“梯度型”变折射率元器件的记录则存在以下问题:

(1)它必须在 $\Delta n(I)$ 与 I 之间的线性区域中用信号光波的连续变化来模拟记录,或采用多级量化方法近似模拟记录.在克尔介质中,由于 Δn 正比于 I ,这样的记录是容易实现的.但在饱和非线性介质(如光生伏打光折变介质)中,如(6)式和图1所示,它必须在 $I < I_d$ (或 I_{sat})的区域内记录.因而入射光强受到了饱和光强 I_{sat} (在光生伏打光折变介质中的暗辐照 I_d)的限制.如上所述,在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中, I_d 是 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 的数量级.这极低的暗辐照限制了梯度型折射率元器件的制作.因为光折变响应时间约等于介电弛豫时间,而后者又反比于信号光束的强度 I .为了得到较快的响应时间,则需要使用远强于 I_d 的信号光强度,但是这样又会使非线性过饱和而失去了折射率变化的梯度.

(2)非线性介质的各向异性会引起二维变折射率元器件的畸变,圆对称性的信号光束会变成椭圆对称性.

(3)在自聚焦介质中,可以通过控制信号光束的截面形状和强度分布直接模拟记录,而在自散焦介质中,则必须以相应灰度的暗迹作为输入信号,这给较复杂形状的变折射率元器件的制作带来困难.如果能自散焦变成自聚焦,则会方便得多.对于漂移型光折变介质,只需将外加电场的极性反转,这种转变就能实现.而对于光生伏打光折变介质,由于内电场的极性方向是固定的,不容易实现这种反转.虽然有理论预期,外加与光生伏打场反向的强电场可以由自散焦变为自聚焦,但由于光生伏打场很强(约为 $10^5\text{V}/\text{cm}$),所以实际操作中存在困难.

为了解决低的暗辐照值 I_d 带来的限制,针对一维空间孤子的形成,近年来陆续有人提出用非相干均匀辐照光 I_s 来增大 I_d ,希望它能起到与 I_d 相同的作用^[15,16].这相当于对非线性的偏置与细调.理论与实验表明,对于一维漂移型光折变介质,情况确实如此.但是对于光生伏打光折变介质,情况则复杂得多.只有在一定条件下(例如在一维还是二维情况下,晶体是开路还是短路, I_s 与 I 的偏振方向是平行还是垂直等),这种方案才是可行的.对于 LiNbO_3 ,在一维开路条件下,当 I_s 为 e 光, I 为 o 光时,等效非线性可以从自散焦转换为自聚焦,即可以写入亮空间孤子^[16],它不是 Δn 反号的结果,而是 I_s 与 I 所引起的非线性叠加的结果.这就解决了上述第三个问题中的困难.同样,对于 $\Delta n > 0$ 的自聚焦介质,适当的 I_s 偏置也可以使自聚焦转化为自散焦.据有些实验工作报告,在一定强度分布的背景光辐照下,一定的信号光束尺寸及 I/I_s 之比的条件下,可以实现圆对称的涡旋空间孤子^[17,18].上述工作为解决梯度型折射率元器件的模拟记录提供了新思路.

我们已经在理论上推导了一维和二维情况下,在一定的近似条件下,非相干均匀辐照光对光生伏打光折变介质中非线性影响的理论公式^[19-21],得到了在晶体中存在圆对称性涡旋空间孤子的可能性.值得一提的是,最近我们在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中的实验工作表明,在晶体入射面与出射面构成的非线性法布里-珀罗干涉腔中,由于多光束的同位相相长干涉与光折变效应的共同结果,在一定实验条件下,在该晶体中可支持亮空间孤子,实现了从自散焦到等效“自聚焦”的动态转换.详细的实验报道见参考文献[22].

参 考 文 献

[1] Kivshar Y S, Luther Davies B. Phys. Rep., 1998, 298(2-3): 81

物理

- [2] Valey G C *et al.* Phys. Rev. A, 1994, 50(6) : R4457
- [3] Matoba O *et al.* J. Opt. Soc. Am., 1998, B15(7) :2006; Itoh K *et al.* Opt. Lett., 1994, 19(9) :652
- [4] Segev M, Stegeman G. Phys. Today, 1998, 51(8) :42
- [5] Taya M *et al.* Phys. Rev. A, 1995, 52(4) :3095
- [6] Liu Simin *et al.* Appl. Opt., 1997, 36(34) :8982
- [7] 刘思敏等. 物理学报, 1998, 47(3) :430 [Liu S M *et al.* Acta Physica Sinica, 1998, 47(3) :430 (in Chinese)]
- [8] Matoba O *et al.* Opt. Lett., 1996, 21(2) :122; Matoba O *et al.* Opt. Commun., 1998, 145 :150
- [9] Chowdhury A *et al.* Opt. Lett., 2000, 25(11) :832; Berger V. Phys. Rev. Lett., 1998, 81(19) :4136; Broderick N G R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84(19) :4345; Saliel S, Kivshar Y S. Opt. Lett., 2000, 25(16) :1204
- [10] Shirk J S, Rosenberg A. Laser Focus World, 2000, 36(4) :121; Levi B G. Phys. Today, 1999, 52(12) :21
- [11] Charra F *et al.* Opt. Lett., 1993, 18 :941
- [12] Xu B, Min N B. Phys. Rev. Lett., 1993, 71(24) :3959
- [13] Xu B, Min N B. Phys. Rev. Lett., 1993, 71(7) :1003
- [14] 温海东, 刘思敏等. 中国激光, 2001, 28(1) :55; 温海东, 刘思敏等. 光子学报, 2001, 30(1) :851 [Wen H D, Liu S M *et al.* Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(1) :55; Wen H D, Liu S M *et al.* Acta Photonica Sinica, 2001, 30(1) :851 (in Chinese)]
- [15] Bian S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78(21) :4035
- [16] Auastassiou C *et al.* Opt. Lett., 1998, 23(2) :924
- [17] Chen Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78 :2948
- [18] Chen Z *et al.* Opt. Lett., 1997, 22 :1751
- [19] 凌振芳, 郭儒, 刘思敏等. 物理学报, 2000, 49(3) :455 [Ling Z F, Guo R, Liu S M *et al.* Acta Physica Sinica, 2000, 49(3) :455 (in Chinese)]
- [20] Guo R *et al.* Opt Commun., 2000, 180 :147
- [21] Guo R *et al.* Chin. Phys. Lett., 2000, 17(11) :804
- [22] 江瑛, 刘思敏等. 物理学报, 2001, 50(3) :483 [Jiang Y, Liu S M *et al.* Acta Physica Sinica, 2001, 50(3) :483 (in Chinese)]

• 书评和书讯 •

湖南科学技术出版社书讯

阅读霍金：“懂”与“不懂”都是收获 第一推动丛书(特辑)

《时间简史(插图本)》 定价:45.00元
《时间简史(10年增订版)》 定价:12.80元
《果壳中的宇宙》 估价:45.00元



霍金教授在《时间简史》的基础上,重写了前言,全面更新了原版的内容,新增了一章关于虫洞和时间旅行的激动人心的课题.这就是《时间简史(10年增订版)》.《时间简史(插图本)》18开105克铜版纸全彩色印刷,书中配有250幅彩色图片,包括用宇宙望远镜拍摄的卫星影像、照片,以及用三维和四维空间制作的电脑影像,图文并茂.



《果壳中的宇宙》秋季将与欧洲市场同步发行,全书共200幅彩色插图.

斯蒂芬·霍金教授寄语《时间简史》中国读者:

近年在黑洞和宇宙学中有许多令人振奋的发现,我愿和中国读者分享这种激动.

第一推动,永不停顿地推动... 《第一推动丛书》第三辑

继第一辑和第二辑之后,我社隆重推出《第一推动丛书》第三辑.第三辑将继续重点探讨宇宙学这门古老又年轻的学科,并且更加注重读者的阅读趣味,从译文质量、装帧设计、印刷用纸上都有一个质的飞跃.



第三辑首次推出5本,均为大32开,简精装.《宇宙的琴弦》估价25元,《时间、空间和万物》估价18元,《终极理论之梦》估价24元,《宇宙中的家》、《智慧的动力》价格待定.

湖南科学技术出版社发行订货热线:
0731 - 4375818(南片), 0731 - 4375828(北片), 0731 - 4375838(本省), 0731 - 4375844(传真), 0731 - 4375808(邮购)
社址:湖南省长沙市湘雅路280号,湖南科学技术出版社 邮编:410008