

光电子集成电路的发展。

### 参 考 文 献

- [1] H. Ennen, J. Schneider, G. Pomrenke et al., *Appl. Phys. Lett.*, **43**(1983), 943.
- [2] P. N. Favennec, H. L'Haridon, D. Moutonnet et al., *Japan. Jour. of Appl. Phys.*, **29** (1990), L524.
- [3] J. L. Benton, D. J. Eaglesham, M. Almonte et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **298**(1993), 447.
- [4] J. Michel, J. L. Benton, R. F. Ferrante et al., *J. Appl. Phys.*, **20**(1991), 2672.
- [5] H. Efeoglu, J. H. Evans, J. M. Lange et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **220**(1991), 367.
- [6] H. Ennen, G. Pomrenke, A. Axmann et al., *Appl. Phys. Lett.*, **46**(1985), 381.
- [7] F. Y. G. Ren, J. Michel, Q. Sun-Paduan et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **298**(1993), 415.
- [8] H. Klein and G. S. Pomrenke, *Electron. Lett.*, **24**(1988), 1503.
- [9] Y. H. Xie, E. A. Fitzgerald and X. J. Mii, *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 3223.
- [10] J. S. Custer, A. Polman, E. Snoeks et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **298**(1993), 429.
- [11] A. S. Barriere, S. Raoux, P. N. Favennec et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **298**(1993), 441.
- [12] G. Franzo, F. Priolo, S. Coffa et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 2235.

## 光折变空间孤子

刘 恩 敏

(南开大学物理系, 天津 300071)

**摘要** 概述了光折变空间孤子与类 Kerr 孤子的区别, 光折变空间孤子的产生条件、物理机制以及实验观察, 并展望了它的应用前景。

**关键词** 光折变, 空间孤子, 自聚焦, 自陷

过去 30 年中, 已经集中研究了在非线性自聚焦 Kerr 介质中的光空间孤子。当传播光束在介质中发生的空间衍射发散与介质中由光感应折射率变化(光学非线性)引起的自聚焦效应严格补偿时, 光束在介质中传播相当长距离但其光束直径不发生改变(光束的自陷), 即形成了光空间孤子。它与光孤子通信中采用的时间孤子的区别在于, 后者是指短激光脉冲光在光纤中传播时光纤的色散效应会使光脉冲的脉宽展宽, 从而造成携带的信息量减少。光纤的非线性效应(自相位调制)会产生频率啁啾, 使光脉冲向中间压缩。当这种压缩效应与光纤中的色散效应相平衡时, 光脉冲将以稳定不变的脉宽在光纤中传播。显然, 这二者均要求介质必须具有光学非线性, 即光与物质之间的强相互作用。在实验上观察到 Kerr 介质中光束自聚焦<sup>[1]</sup>后, 又求得了它的理论解<sup>[2,3]</sup>。很快, 在蒸气<sup>[4]</sup>、液体<sup>[5]</sup>、乃至固体<sup>[6]</sup> 介质中的实验观察都证明了这个解的存在。但是, 对于类 Kerr 空

间孤子来说, 材料的非线性是正比于绝对光强的, 这种由光束的强度分布感应的折射率改变要求很高的人射光强, 典型的工作阈值要求达到 kW—MW/cm<sup>2</sup> 的数量级。

两年前, 由 M. Segev 等人首先预言了光折变空间孤子的存在<sup>[7,8]</sup>。光折变效应<sup>[9]</sup>是指光辐照在电光材料上时, 在光辐照区被光激发的自由载流子(电子或空穴)会从光辐照区迁移至暗区, 形成了与光强空间分布相对应的空间电荷分布, 它产生的空间电荷场又通过线性电光效应 (pockels effect) 使折射率发生相应的变化。这种折射率变化与光强无关, 光强的大小只影响光折变过程进行的速度, 即用弱光照射, 只需足够长的辐照时间, 同样会产生明显的光折变。这种折射率变化能够保存较长时间, 但又可以通过加热或均匀光辐照来擦洗掉。当衍射被由光折变引起的自聚焦效应严格补偿时, 光束自陷便会出现, 于是形成了光折变空间孤子。它的性质明显不同于类 Kerr 空间孤子,

二者唯一的共同特征是在非线性介质中无衍射地传播。

## 1 光折变空间孤子与类 Kerr 空间孤子的区别

(1) 类 Kerr 空间孤子的产生要求很高的人射功率, 而光折变空间孤子的产生与人射激光功率无关。因而光折变空间孤子能够在低的激光功率(约  $10\mu\text{W}$  量级)下产生, 在  $200\text{mW}/\text{cm}^2$  的强度下已经观察到了光折变空间孤子<sup>[10]</sup>。它在很宽的功率范围内均能以不变的空间断面传播。当强度变化时, 它仍能维持相同的空间结构, 甚至在存在损耗或增益的情况下也能维持它们的空间断面不变。

(2) 光折变空间孤子能在两个横向尺度内维持稳定(虽然由于在两个方向上具有不同的 Pockels 系数, 因而具有不同的截面), 而类 Kerr 空间孤子则只能在一个横向尺度内保持稳定。

(3) 光折变空间孤子容易被非相干光擦洗。

(4) 沿晶体光轴  $c$  方向施加的外电场  $E_e$  的数值只有在  $E_d \ll |E_0| \ll E_p$  ( $E_d$  为扩散场,  $E_p$  为极限空间电荷场) 的范围内时, 光折变空间孤子才可能形成。当  $E_0$  极性相反时, 由光折变效应引起的正透镜效应变为负透镜效应, 导致孤子行为消失, 并使衍射加倍。

## 2 光折变空间孤子的产生条件及物理机制

衍射能够看作是由于在入射光束傅里叶变换的每个独立频谱的平面波成分中引入了与传播距离成线性关系的相位累积, 因而补偿它的最简单方法是用数值相等而符号相反的非线性相位延迟与之平衡, 正如类 Kerr 空间孤子那样。

对于光折变空间孤子, 介质中的折射率改变是通过入射激光束的傅里叶变换空间频谱中所有可能的平面波光束对之间的光折变二波混

合产生的, 即入射光束的每一对平面波成分彼此相干并在晶体中产生干涉条纹, 通过光折变效应写入了折射率光栅  $\delta n(\mathbf{r}, z)$ , 这里  $z$  是沿入射光束的传播方向,  $\mathbf{r}$  是在垂直于  $z$  的平面内。每个相应的折射率光栅都可以看作是两种光栅成分的组合: 一种是与最初的干涉条纹同位相的; 另一种是  $90^\circ$  相位移的。这同相位成分是对平面波之间的相位耦合负责的, 因而它能够补偿衍射;  $90^\circ$  相位移成分是对入射光束的每对空间频率平面波之间的能量交换(振幅耦合)、受激散射或“扇形效应”负责的。为了产生一个非衍射光束, 还必须考虑对称性的要求。要求对于所有的  $z, \delta n(\mathbf{r}, z) = \delta n(-\mathbf{r}, z)$ , 因为衍射是对称的, 这就意味着存在一个对称的空间孤子波  $A(\mathbf{r}, z) = A(-\mathbf{r}, z)$ 。

因此, 为了实现光折变空间孤子, 最重要的是材料的选择。如果材料中光生载流子的迁移机制是扩散, 则会发生能量转移, 这就决定了这种材料不能进行衍射补偿, 因而也不能形成孤子。为此, 我们必须寻求一种光折变介质, 在这种介质中, 扩散场  $E_d$  (它对应于每对平面波  $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2$  之间的光折变耦合系数  $\delta n(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$  的虚部) 尽可能小, 但在外加电场  $E_0$  作用下, 通过自由载流子漂移产生强的光折变非线性——相位耦合, 因而这种材料适合于形成光孤子。显然, 这就是具有漂移非线性的局域响应的光折变材料(即光折变相位栅与光强干涉条纹具有同位相)。尽量避免能量转移的另一个理由是强的噪音放大机制(扇形效应), 它存在于具有  $\delta n(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$  虚部的所有光折变材料中。如果材料具有很小的  $E_d$ , 则它自然具有很小的自发散射噪音截面, 因而预期这种扇形效应会很小<sup>[11]</sup>。最近发展的利用其二次电光效应的 KTN 晶体是优秀的候选材料, 因为它们在外加电场  $E_0$  作用下, 存在很强的相位耦合, 而不具有能量转移过程<sup>[12]</sup>。

另外, 为了补偿衍射, 必须控制同相位光栅成分相对于相位移光栅成分的数值, 即尽量减小折射率光栅中的相位移成分, 从而减小能量转移效应。这可以通过调节外加直流电场  $E_0$  的

数值 ( $E_0 \ll |E_0| \ll E_p$ ), 以及通过适当选择入射光束的横向断面来实现。

光空间孤子又分为亮空间孤子和暗空间孤子。亮空间孤子只能在光致折射率改变  $\Delta n > 0$  的自聚焦非线性材料中产生; 反之, 暗空间孤子则产生于  $\Delta n < 0$  的自散焦非线性材料中<sup>[13]</sup>。因此, 根据所需要产生的空间孤子的类型, 可以选择相应  $\Delta n$  符号的光折变材料。因为光折变效应是空间电荷场通过 Pockels 效应实现的, Pockels 效应在晶体介质中对于传播方向具有复杂的张量依赖关系。但我们能够通过光折变空间孤子的理论分析, 得出它们的性质, 从而建议采用适当的实验组态、材料和晶体取向。

### 3 光折变空间孤子的实验观察

G. C. Duree 等人在 1993 年首次报道了他们的光折变空间孤子的实验观察结果<sup>[14]</sup>。实验装置如图 1 所示, 实验中使用了 457nm, 10  $\mu\text{W}$  的连续波氦离子激光束 (光强为 200mW/cm<sup>2</sup>), 样品是  $5 \times 5 \times 6\text{mm}^3$  的掺铈浓度为 0.01wt% 的 SBN 晶体, 激光器的输出光束直径为 1.5mm, 经聚焦透镜 ( $f = 10\text{cm}$ ) 后入射到位于束腰后 3.6mm 处的 SBN:Rh 晶体上 (束腰直径  $2\omega_0 = 33\mu\text{m}$ )。晶体  $c$  轴沿水平方

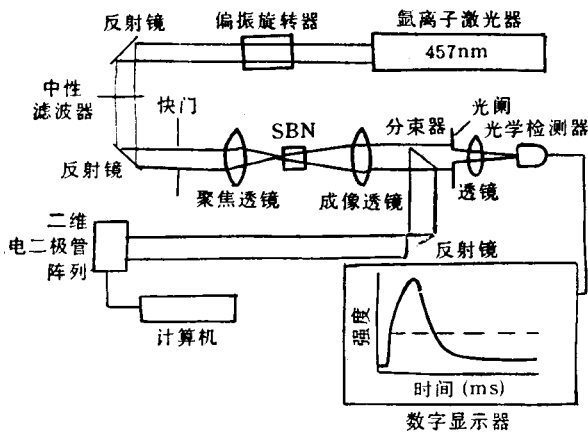


图 1 观察光折变空间孤子的实验装置<sup>[14]</sup>

向并垂直于入射激光束的传播方向, 入射光的偏振方向沿  $c$  轴方向 (异常偏振光), 入射光沿晶体 6mm 长的边传播, 直流电压沿  $c$  轴方向

施加, 由光折变引起的自聚焦程度是由施加在晶体上的外加电场  $E_0$  控制的。成像透镜将 SBN 入射面上的光斑放大成像在二维检测阵列上, 当成像透镜及检测阵列远离 SBN 晶体移动时, 高斯光束的不同截面被成像在阵列上。以这种方式, 可使整个 SBN 晶体在不同位置处的光束断面被检测。

(1) 由图 2, 图 3 看出, 外加电压  $V$  (或电场  $E_0$ ) 的数值与光折变空间孤子的形成密切相关:

(a) 不加电压时无孤子存在 [见图 2(a) 和 (b)]。

(b) 当电压为 300V ( $E_0 = 600\text{V/cm}$ ) 时 [见图 2(f)], 光束是会聚的, 这表明光折变自聚焦效应对于衍射是过补偿的; 而当电压为 50V ( $E_0 = 100\text{V/cm}$ ) 时 [见图 2(c)], 则是不足以补偿衍射的。

(c) 当电压为 200V ( $E_0 = 400\text{V/cm}$ ) 时 [见图 2(d) 与 (e)], 在晶体的入射面到出射面处激光束直径和空间断面几乎是维持不变的, 因而能够看作光折变孤子 (见图 3)。这种测量的时间窗口和稳态范围至少有 130ms, 因此能够观察到孤子的形成。这与理论预期的电场  $E_0$  范围为 400—500V/cm 是一致的。

(d) 对于很高的电压 3000V ( $E_0 = 6000\text{V/cm}$ ), 虽然激光束也能形成光滑的空间断面, 但它总是存在时间梯度, 大约只有 4ms 的稳态时间窗口, 这是由于光折变自聚焦大大超过衍射, 在孤子达到稳态之前就会发生瓦解。

(2) 由这个实验还观察到:

(a) 当入射光偏振方向垂直于  $c$  轴时, 为了补偿衍射必须加电压 500—600V ( $E_0 = 1000\text{V/cm} - 1200\text{V/cm}$ ), 这是因为  $r_{33}$  比  $r_{13}$  大一个数量级<sup>[7, 8]</sup>。

(b) 当入射强度大 4 倍时 [见图 2(d) 与 (e)], 光束直径与空间断面是不变的。这支持了光折变空间孤子的形成与入射光强度无关的预言。

(c) 当电压极性相反时, 没有观察到孤子, 而且衍射加倍 [见图 2(a) 与 (g)], 这可解释

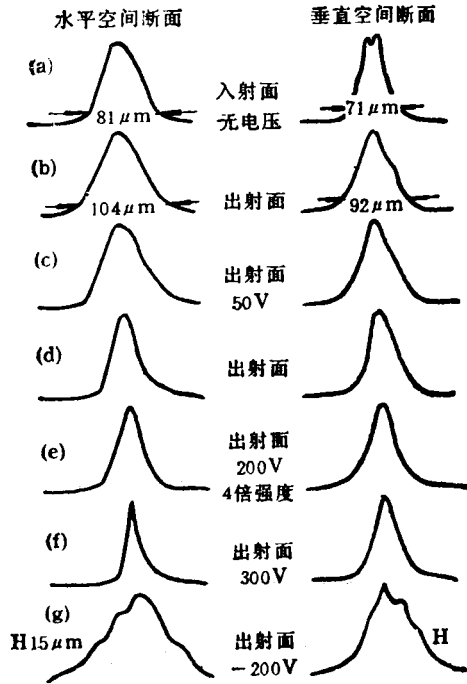


图2 在各种外加电压下,光束水平和垂直断面的观察<sup>[10]</sup>

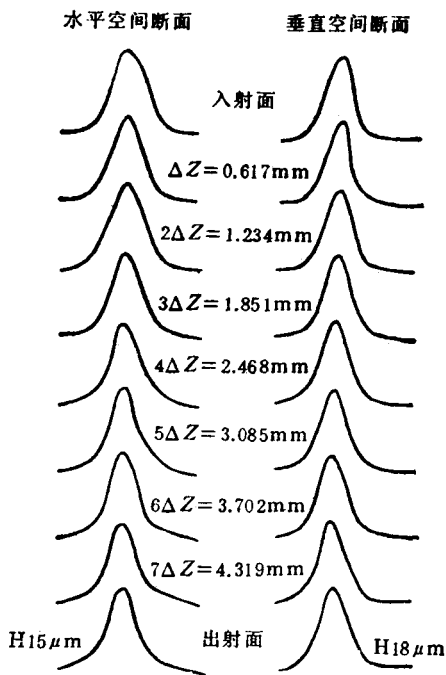


图3 外加电压为 200V( $E_0 = 400\text{V/cm}$ ) 时晶体中的空间光束断面<sup>[10]</sup>

为当  $E_0$  反向时,空间电荷场  $E_m$  反号,因而使光折变  $\delta n(\mathbf{r}, z)$  反号,正透镜效应变为负透

镜效应,因而引起光束更发散。

(d) 光折变空间孤子的横向效应: 实验上观察到出射光束的衍射和传播的孤子具有均匀的横向相位,这与理论预期的一致<sup>[7,10]</sup>。

以上实验结果均与理论预期相一致,证明了光折变空间孤子的存在以及实现它的可行性。

M.D. Iturbe Castillo 等人于 1993 年独立地在 BTO 晶体中也观察到了光折变空间孤子<sup>[14]</sup>。

在观察光折变空间孤子的过程中存在的一个严重问题是“扇形效应”,即入射光与散射光相互作用而导致散射光放大。Duree 等人通过使用聚焦光束入射到晶体中减小了这种扇形效应<sup>[10]</sup>。这是由于在小光斑尺寸内入射光与散射光具有小的相互作用长度所致。另外,由于散射光的强度很弱,写入的噪音栅的调制度也很低,因而扇形形成的时间远长于孤子形成时间<sup>[19]</sup>,所以在扇形形成之前,自聚焦效应乃至孤子的形成已经完成。这表明,通过使用聚焦入射光束可以在时间尺度上将孤子与扇形效应分离开,以便于实验观察并提高信噪比。

#### 4 应用前景

光空间孤子在光学信息处理中具有广阔的应用前景。它可以应用于各种光子器件。光折变空间孤子的上述特点使类 Kerr 空间孤子在实际应用中的困难迎刃而解。这为加速光空间孤子的实用化提供了一条捷径。首先,由于它与入射光强无关,甚至在  $\mu\text{W}$  量级的激光功率下便可产生光折变空间孤子,因而对入射光强没有阈值的要求,这使它在很宽的入射功率范围内均可适用。由于光折变空间孤子在横向两个尺度上都能维持稳定,所以它实际上是光感应二维波导,这对于二维信息的处理与传输显然优于类 Kerr 空间孤子。因此它可应用于光学逻辑门、光学偏转器、光学编码及光学存储、光学互联器等诸多方面。通过外加直流电场极性的改变,或者晶体取向、入射光偏振方向的改变

可以使光致折射率改变  $\Delta n$  的符号反号,从而由亮空间孤子变为暗空间孤子,反之亦然。利用光折变空间孤子的这一性质可应用于光开关、光学限制器、光学双稳态、非线性滤波及光计算等方面。

### 参 考 文 献

[1] M. Hercher, *J. Opt. Soc. Am.*, **54**(1964), 563.  
 [2] R.Y. Chiao, E. Garmire and C.H. Townes, *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 479.  
 [3] V.E. Zakhrov and A.B. Shabat, *Sov. Phys. JETP*, **34**(1972), 62.  
 [4] J.E. Bjorkholm and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 129.  
 [5] A. Barthelemy, S. Maneuf and C. Froehly, *Opt. Commun.*, **J. 55**(1985), 201.  
 [6] J.S. Aitchinson, A.M. Weiner, Y. Siberberg et

al., *Opt. Lett.*, **15**(1990), 471.  
 [7] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68-7** (1992), 923.  
 [8] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **10-3** (1993), 446.  
 [9] 凌振芳、郭儒、刘思敏等, *物理*, **19-1**(1990), 1.  
 [10] G.C. Durce, M. Segev et al., *Phys. Rev. Lett.*, **71-4**(1993), 533.  
 [11] M. Segev, Y. Ophir and B. Fisher, *Opt. Commun.*, **77**(1990), 265; *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 1085.  
 [12] A. Agranat, V. Leyva and A. Yariv, *Opt. Lett.*, **14** (1989), 1017; A. Agranat and Y. Yacoby, *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**(1988), 1792.  
 [13] G.A. Swartzlander, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991), 1583.  
 [14] M.D. Iturbe Castillo et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 408.  
 [15] M. Segev, D. Engin, A. Yariv et al., *Opt. Lett.*, **18**(1993), 956.

(上接第 432 页)

分复用(在一根光纤中同时传输多路不同波长的光信号,每两路光波之间的频率间隔约为 10 GHz)和相干光通信系统,以及相干计量检测、光谱频标等应用中。90 年代以来,研究热点转移到大范围连续调谐、频率稳定和扩展应用等方面,并陆续有商品推出,至今已有美国的惠普(Hewlett-Packard)等十余家公司生产。

国内清华大学在这一领域的研究工作一直处于国际先进水平行列,自 1989 年以来已提供 20 余只外腔半导体激光器及与之配套的温度控制、光检测、稳频技术等,供国内频分复用及相干光通信系统、光交换系统研制,光放大器、光调制器、光隔离器、光纤及光纤器件测试,高分辨率光谱分析,大尺寸无导轨测距,飞行目标速度、位移监测,无损探伤,化学激光器研制及基础物理研究等领域使用,取得了满意的效果,并已研制出程控连续调谐外腔半导体激光器。

可调谐的激光光源是自 1960 年人类发明激光器以来一直致力研究的课题之一,是许许多多应用领域迫切需要的光源。30 多年来,已研制的可调谐激光器(如液体染料激光器、掺钛蓝宝石激光器、色心激光器和光参量振荡器等)

都需要某一固定频率的激光器(如氩离子或 Nd:YAG 激光器)作为泵浦源。这些泵浦激光器本身通常效率很低,要消耗大量的电能和冷却水,整个装置体积庞大,结构复杂,调谐能力也有限,而外腔可调谐半导体激光器具有结构紧凑、高效率、空气制冷和高可靠性等优点,其尺寸可以只有手掌大小,效率可达 30%—40%,连续输出功率可达几 W,而且成本低廉,寿命大于  $2 \times 10^4$ h(大大超过氩离子激光器 2500h 的寿命)。外腔半导体激光器还具有优良的光谱性能:光谱纯度高(窄光谱线宽),波长调谐可以覆盖从可见光到中红外区域,并且可以产生超短脉冲(ps)输出和实现高频(数 GHz)幅度和频率调制。因此,外腔半导体激光器可望直接取代绝大多数的染料和掺钛蓝宝石激光器,并完成许多先前无法实现的应用要求,如工业现场工艺监控,大气污染监测,医学诊断和高分辨率光谱分析。大功率器件还可以用于医学手术。可见光调谐器件可以用于投影显示、高分辨率印刷、材料加工及军事领域等。所以,可调谐外腔半导体激光器的研究和应用应受到充分的重视。