

# 光学系统的保护装置——光学限制器

张光寅 田建国 张春平

(南开大学物理系, 天津 300071)

本文介绍了不同种类的光学限制器及其相应的机理, 着重地讨论了利用双光子吸收过程的半导体光学限制特性, 并对不同光波段可能的候选材料进行了讨论。

人们对激光与物质的相互作用已经进行了许多研究。随着高功率和高能量激光器的出现, 人们对激光给物质造成的损伤或破坏越来越关注, 对此的研究工作也在大量地增加。显然高功率和高能量激光很容易对光敏元件造成损伤或破坏, 因此保护光敏元件不受激光损伤或“致盲”是一项重要的实际研究课题。

自 1983 年以来, 有不少关于光学限制器的报道<sup>[1-13]</sup>。理想的光学限制器特性如图 1 所示。它对低能量( $E$ )或功率( $P$ )的入射光具有高的线性透过特性, 而对高能量或高功率的入射光, 出射光的能流密度或光强被限制到某一较低的水平。而这两个参量决定光敏元件是否被损伤或破坏。光学限制器的这种特性是由光限制材

料与光强或功率有关的光学非线性产生的。这些非线性效应包括: 非线性吸收、自聚焦、自散焦、非线性散射和自弯曲等。

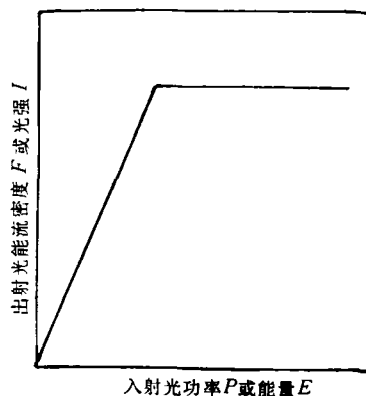


图 1 理想光学限制器的特性曲线

料在  $2-4\mu\text{m}$  超低损耗光纤通信方面有着其它材料不可比拟的一系列优点, 并已取得了很大的进展。但在实用通信系统中仍有一些问题需要解决, 如对光学反馈的灵敏度<sup>[18]</sup>及横模的不稳定性等<sup>[19]</sup>。关于上述问题的研究已取得了一些进展, 如在  $1\text{GHz}$  量级使用铅盐半导体激光器所进行的光通信等<sup>[20]</sup>。总之, 激光波长在  $2-4\mu\text{m}$  的 IV-VI 族铅盐化合物半导体材料发展迅速, 在未来超低损耗光纤通信领域将起重要作用。

- [1] Y. Enomoto et al, *Electron. Lett.*, 21(1985), 219.
- [2] C. Caneau et al, *Electron. Lett.*, 21(1985), 815.
- [3] D. L. Wall, *SPIE*, 18(1986), 198.
- [4] D. L. Partin, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24(1988), 1716.
- [5] D. L. Partin et al, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 5(1987),

686

- [6] D. L. Partin, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1(1983), 174.
- [7] D. L. Partin, *J. Electr. Mater.*, 13(1984), 493.
- [8] M. Tacke et al, *Proceedings of the 1st. Laser Science Conf. ILSIII, Atlantic City, Nov., (1987)*.
- [9] P. Norton et al, *SPIE*, 659(1986), 195.
- [10] H. Prier et al, *Appl. Phys.*, 12(1977), 277.
- [11] W. Goltsov et al, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 1173
- [12] M. de Dois Leyva et al, *Solid State Commun.*, 66(1988), 549.
- [13] H. Heinrich et al, *Superlattices and Microstructures*, 5(1989), 175.
- [14] J. Heremans et al, *Appl. Phys. Lett.*, 48(1986), 928.
- [15] W. C. Goltsov et al, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 1173.
- [16] E. T. Heyen et al, *Appl. Phys. Lett.*, 54(1989), 653.
- [17] K. Dorbath et al, *Appl. Phys.*, A47(1988), 387.
- [18] C. N. Harward et al, *Appl. Opt.*, 18(1979), 3978.
- [19] H. J. Kimble, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-16(1980), 740.
- [20] T. Andersson et al, *Opt. Quantum Electron.*, 19(1987), 313.

光学限制器按材料来划分主要有四类：半导体光学限制器、液晶光学限制器、溶液光学限制器和光折变材料光学限制器。下面我们分别介绍这几类光学限制器。

### 一、半导体材料组成的光学限制器

半导体材料大多都具有相当大的光学非线性和快速光响应，所以它们是光学限制器材料的优异候选者。但这些大的光学非线性与近带隙共振有关，因此材料对所限制的激光具有相对高的线性吸收，从而降低了被保护光敏元件的灵敏度。Bogges 等人发现 Si 对  $1.06\mu\text{m}$  脉冲激光的能量限制作用就属此类<sup>[1]</sup>。因此，有效的光学限制器应源于其他的机理，其中最为实际和有效的是利用半导体中的双光子过程。其优点为：(1) 降低了对所限制激光的线性吸收，它仅由样品的残存吸收决定，这可通过提高样品的纯度和质量来加以减小；(2) 具有宽的工作波段，只要入射光的光子能量  $\hbar\omega$  在带隙  $E_g$  与半带隙能  $E_g/2$  之间，限制器都可起到限制作用。近年来报道了一些利用 ZnSe<sup>[2]</sup>，GaAs<sup>[3]</sup>，CdSe<sup>[4]</sup> 及 InSb<sup>[5]</sup> 等半导体材料双光子过程而实现自散焦和光限制效应。

#### 1. 半导体光学限制效应的机理

对于双光子吸收过程，半导体光学限制效应源于双光子过程诱导的载流子引起的折射率非线性变化和非线性双光子吸收。对于半导体材料，由双光子过程引起的折射率非线性变化是负值，且与光强有关。对于高斯分布的入射光，激光束中心部分光强较大，因而引起较大的折射率变化。当激光束通过这种材料时，其作用类似于负透镜，光束发生自散焦。图 2 为由半导体材料自散焦实现光限制效应的原理图。对于图 2 (a) 中的结构，在低入射光强时，激光束按图中实线所示的路径通过光阑而到达探测器。在高入射光强时，由于双光子过程产生的自散焦效应，光束将沿着图中虚线所示的途径传播，部分激光束被散射到光阑的通光孔径之外，而不能被探测器接收，从而使材料起到光学

限制作用。

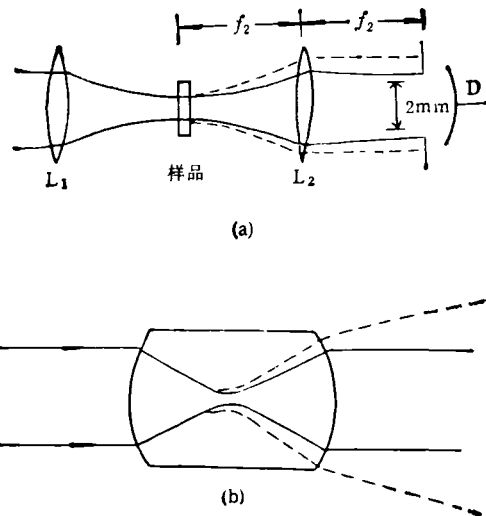


图 2 (a) 半导体光学限制器原理图；(b) 单块 ZnSe 材料制成光学限制器原理图

当然，双光子过程的非线性吸收也对光学限制效应起作用。我们可以通过将探测器前的光阑除去，搜集所有透射光，与前者比较就可区分双光子吸收和双光子过程所产生的折射率变化对光学限制作用的贡献。图 3 为 GaAs 晶体组成的光学限制器的实验结果<sup>[3]</sup>。可以看出，两者对光学限制作用皆有贡献，而非线性折射率变化的贡献更为显著。

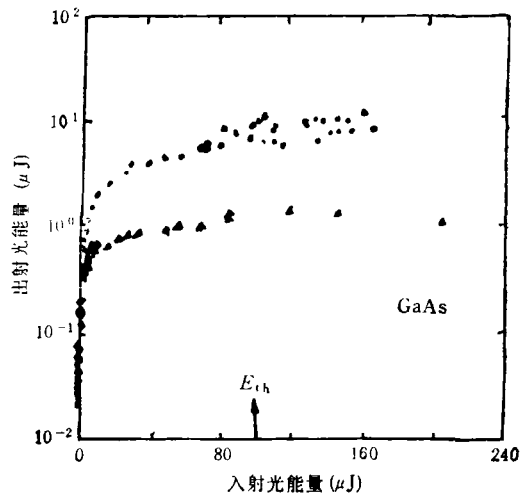


图 3 GaAs 晶体组成的光学限制器的响应曲线  
▲代表放置 2mm 光阑时所得结果；●为无光阑时所得结果； $E_{th}$  为单脉冲照射的熔化阈值

表征光学限制特性的参量为动态限制因子。它定义为使材料发生不可逆损伤的入射光能量或功率与开始被限制的入射光能量或功率的比值。对于 GaAs 晶体,其动态限制因子可达  $330^{[3]}$ ,而 ZnSe 则可达  $10^4$ , ZnSe 材料的限制能量为  $10^{-8}\text{J}^{[7]}$ 。

## 2. 光学限制效应与几何排布的关系

我们通过图 2 来分析光学限制效应与几何排布的关系。首先来看透镜  $L_1$  的影响。光在样品处的光强正比于  $1/\omega_0^2$  ( $\omega_0$  为焦点处光斑尺寸,样品处于光束的焦点上)。双光子吸收对光限制作用的贡献正比于  $1/\omega_0^4$ 。非线性折射率变化  $\Delta n$  强烈地依赖于光强。所以,透镜  $L_1$  的焦距强烈地影响双光子过程的非线性大小(焦点处的光斑尺寸依赖于透镜焦距的大小,焦距越大,光斑越大,焦距越小,光斑越小),从而影响光学限制能量和动态限制因子的大小。焦距越小,限制能量越小,但损伤能量阈值也下降。透镜  $L_2$  对光学限制效应影响不大。样品与焦点的距离也影响光学限制效应的大小<sup>[4]</sup>。

## 3. 材料带隙能和入射光波长对光学限制效应的影响

ZnS 半导体材料组成的光学限制器与 ZnSe 构成的限制器性质上是相同的,但 ZnS 器件的限制能量却比 ZnSe 的高 13 倍(两器件的几何结构是相同的)。这种差异的主要原因是折射率非线性变化  $\Delta n$  对带隙能  $E_g$  的依赖。而  $\Delta n$  决定了光束的位相变化,即决定光束的自散焦大小。半导体中双光子过程的折射率非线性变化  $\Delta n$  在文献[6]中给出。

ZnSe 和 ZnS 材料的带隙  $E_g$  分别为 2.67 eV 和 3.66 eV。对于相同的入射光波长 ( $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ )、相同的脉冲宽度和相同的入射光强,两材料的折射率非线性变化

$$\Delta n(\text{ZnSe}) \simeq 8.3\Delta n(\text{ZnS})^{[6]}.$$

两材料限制能量差异的绝大部分来源于此。而其双光子吸收所引起的差异小于三倍(两材料的双光子吸收系数为:  $\beta_{\text{ZnSe}} = 5.5\text{cm/GW}$  和  $\beta_{\text{ZnS}} = 2.0\text{cm/GW}$ )。这也再次说明,限制效应主要是双光子吸收产生的光生载流子的折射率

物理

非线性变化起作用。

## 4. 自保护半导体光学限制器

由于大的光学非线性及快速光响应,使得半导体材料成为光学限制器材料的主角。然而,使用半导体材料的主要障碍是它们的不可逆光损伤。例如,在 GaAs 的限制器中,单次脉冲的熔化阈值只比限制能量高两个数量级,所以为使限制器具有更大的动态限制因子和抗强光能力,必须考虑限制器的自保护问题。D.J.Hagan 等人报道了 ZnSe 材料的自保护光学限制器<sup>[7]</sup>,其基本构思为:将光束聚焦在厚样品之中,从而降低了易于发生不可逆光损伤的材料表面上的光强度。在低能入射光时,厚的光学限制器象薄半导体材料组成的光学限制器一样具有线性行为。当入射光能量接近限制能量时,焦点附近将发生非线性行为。在较强入射光时,在焦点之前的区域由于具有足够大的光强而有足够大的非线性行为。这导致两个结果:(1)在焦点附近的光强由于双光子吸收而降低。这使得材料的损坏变得比较困难。(2)更为重要的是,双光子吸收产生的光生载流子导致入射光波前负的位相变化。这降低了在焦点前光的聚焦程度。这两个结果可以使得在样品内不能发生样品的损坏,因而动态限制因子只受样品前表面损伤的限制。对于单块材料组成的光学限制器,通过适当设计,把单块材料两个通光面加工为适当曲率半径的球面,使其也起着透镜作用。这样就可以得到具有更佳保护性能的光学限制器<sup>[7]</sup>,如图 2(b)所示。对 30ps,0.53 $\mu\text{m}$  脉冲激光,ZnSe 单块限制器动态限制因子大于  $10^4$ ,限制能量约为  $10^{-8}\text{J}^{[7]}$ 。

## 5. 半导体光学限制器材料的选择

适用于光学限制器的材料必须满足对所保护的光敏元件所探测的光波段有较高的线性透过率,对可能损伤光敏元件的激光波长具有光学限制作用,光学限制作用的响应时间和动态限制因子等要满足要求。

### (1) 砷化镓 (GaAs)

GaAs 半导体材料的带隙宽度为 1.42eV,在近红外波段具有较高的透过率(需镀增透

膜)。用于光学限制器的 GaAs 材料一般为高阻未掺杂的 GaAs 单晶。对于 Nd:YAG 和钕玻璃激光器的高功率  $1.06\mu\text{m}$  脉冲激光, GaAs 材料易于出现明显的折射率非线性变化和双光子吸收,从而起到光限制作用。GaAs 原则上可用于对  $0.9\text{—}1.8\mu\text{m}$  波长范围脉冲激光的限制。

#### (2) 硅 (Si)

硅的带隙宽度为  $1.12\text{eV}$ , 在可见光波段至  $1.0\mu\text{m}$  近红外波段材料不透明, 在红外光波段具有较高的透过率。但它对  $1.06\mu\text{m}$  的光是亚透明的, 因而使它对  $1.06\mu\text{m}$  脉冲激光的光限制效应不够理想。

#### (3) 硒化镉 (CdSe) 和碲化镉 (CdTe)

CdSe 和 CdTe 的带隙宽度分别为  $1.74\text{eV}$  和  $1.44\text{eV}$ 。它们对  $1.06\mu\text{m}$  脉冲激光均有较大的双光子吸收系数, 其值分别为  $18\text{cm/GW}$  和  $22\text{cm/GW}^{[8]}$ , 并且对此波长激光具有明显的散焦作用。原则上两材料组成的光学限制器的工作波段分别为  $0.7\text{—}1.56\mu\text{m}$  和  $0.86\text{—}2\mu\text{m}$ 。在需要限制  $1.06\mu\text{m}$  脉冲激光时, 它们是一类可与 GaAs 互用的光学限制器。

#### (4) 硒化锌 (ZnSe)、硫化锌 (ZnS) 和硫化镉 (CdS)

ZnSe, ZnS 和 CdS 的带隙宽度分别为  $2.67\text{eV}$ ,  $3.06\text{eV}$  和  $2.42\text{eV}$ 。对  $\lambda = 0.53\mu\text{m}$  的脉冲激光, 它们的双光子吸收系数分别为  $5.5\text{cm/GW}$ ,  $3.5\text{cm/GW}$  和  $5.5\text{cm/GW}^{[8]}$ 。这三种材料从可见光到中红外波段均有较高的透过率。由于它们的本征吸收边落在可见与紫外波段, 所以它们对可见光波段的脉冲激光具有光学限制作用。

#### (5) 碲化铟 (InSb) 和砷化铟 (InAs)

InSb 的带隙宽度为  $0.23\text{eV}$ 。它可对  $10.6\mu\text{m}$   $\text{CO}_2$  脉冲激光起到光学限制作用<sup>[9]</sup>, 其工作波段为  $10.6\text{—}5.5\mu\text{m}$ 。InAs 的带隙宽度为  $0.47\text{eV}$ , 波长大于  $2\mu\text{m}$  的光谱区域具有大的光学非线性。它是高强度 CO 激光的光学限制材料之一。

## 二、光折变材料组成的光学限制器

近年来发现许多铁电晶体如  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  及  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_2$  等, 具有很强的光致折射率改变效应, 简称为光折变效应。这种效应的物理机制来源于光生载流子被陷阱重新俘获而导致空间电荷场的出现, 进而通过晶体的电光效应引起晶体中折射率的非均匀变化。在这些晶体中, 由于入射激光与晶体中缺陷引起的散射光的干涉与耦合作用, 很快地引起明显的光折变位相噪音栅。同时通过这种位相噪音栅产生光感应光散射。依赖于晶体的电光效应的特定角关系, 光感应光散射有可能主要集中在较小范围的散射角内。这就产生所谓的“扇形”散射<sup>[9]</sup>。在  $\text{BaTiO}_3$  晶体小范围的散射角内, 产生的“扇形”散射尤为突出。如文献 [9] 中的图 1 所示, 当入射光的功率较高时, “扇形”散射急剧地增加, 因而正常的透过光强度被限制在一定的低值, 从而达到光学限制作用。

在我们的工作中曾发现, 激光束通过  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体薄片时出现光“爬行”效应<sup>[10]</sup>, 如文献 [10] 中的图 1 所示。这里同样是光折变噪音位相栅起作用。我们的分析表明, 在宽光束照明条件下 (束宽大于晶体厚度的四倍), 散射角稍大于晶体的全内反射角的散射光将被择优放大, 而主光束能量的相当一部分被转移给这种散射光。它们通过在晶体内的多次全内反射逐步地向上与向下“爬行”。同时在逐步的爬行过程中又部分地从晶体表面“泄漏”而出, 形成  $90^\circ$  的光散射。这种能量的分散, 导致正常透射光大大地减弱。入射光愈强时, 正常透射光减弱的程度愈大, 从而起到限制透射光强度的作用。

目前, 由光折变材料组成的光学限制器的光学限制作用很好, 但响应速度较慢, 一般为秒量级, 工作波段主要在可见光波段。进一步的研究工作正向着提高响应速度与扩展工作波段至近红外波段的方向发展。

### 三、利用溶液自聚焦而形成的光学限制器

M. J. Soileau 等人利用光在  $\text{CS}_2$  溶液中的自聚焦效应, 获得具有皮秒 (ps) 响应时间的光学限制器<sup>[11]</sup>。图 4 为其原理图, 实线代表低功率入射光的传播路线图, 虚线代表高功率入射光的情形。光束由透镜  $L_1$  聚焦到具有高折射率非线性的溶液中。低入射功率时, 光束由透镜  $L_2$  聚焦而通过针孔, 到达探测器 D。当功率增加到发生自聚焦的临界功率  $P_c$ , 光束由于介质的非线性折射而发生严重的位相偏差, 导致自聚焦。因而, 光束在介质中腰的位置发生变化, 再由  $L_2$  重新成像到探测器 D 上。这就是虚线代表的情形, 从而使入射到探测器 D 上的功率得到限制。

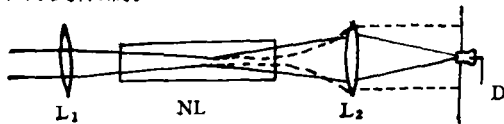


图 4  $\text{CS}_2$  溶液光学限制效应原理图

此类光学限制器的优点: (1) 由于溶液的自愈性, 动态限制因子只由样品池窗口的损伤决定。(2) 在可见光谱范围内, 其响应时间可达 2ps<sup>[11]</sup>, 并且可扩展到  $10\mu\text{m}$  使用。(3) 限制功率可由调节  $\text{CS}_2$  的浓度加以改变。但此类光学限制器也存在很多的缺点: 由于光学限作用来源于自聚焦效应, 因而无论限制器的几何排布如何, 都无法改变限制功率, 此值对于应用而言往往过大。

含有介质微粒或金属微粒的液体具有强的非线性光学性质。激光通过这种人工介质能够产生自聚焦或自散焦效应, 从而可以实现光学限制效应。这些微粒有金微粒, 聚苯乙烯微粒  $\text{SiC}$  及  $\text{Si}_3\text{N}_4$  微粒等。这方面的工作我们正在开展。

### 四、液晶材料的光学限制作用

由于液晶具有强的光学非线性 (比  $\text{CS}_2$  大

几个数量级), 使它成为光限制作用的研究对象。Khoo 报道了一种利用向列型液晶 PCD 薄膜 (约为  $75\mu\text{m}$  厚) 的光学限制器<sup>[12]</sup>。它是利用激光感应分子重新取向引起的折射率改变导致的光强相关的非线性横向相位调制效应, 来实现光束的外聚焦和光强限制作用。它既可用于连续的氩离子激光的光限制, 也可用于 Nd:YAG 毫微秒倍频脉冲激光的光限制。其优点是只需用极薄的样品即可。但其响应速度却不快, 一般响应时间在微秒量级或更长。Soileau 等人发现一些液晶对  $1.06\mu\text{m}$  和  $0.53\mu\text{m}$  皮秒脉冲激光有功率限制效应<sup>[13]</sup>。它起源于双光子吸收所引起的非线性折射和分子重新取向, 从而导致折射率非线性改变。如同溶液光学限制器一样, 它是一种功率限制器。

以上讨论了几类材料组成的光学限制器及相应原理。它们距实用还有一段距离。随着新材料的不断出现和新的非线性光学现象的发现, 这方面的研究会更加深入。随着光学限制效应的研究, 也将会发现其他新的现象和应用。

- [1] T. F. Boggess et al., *Opt. Lett.*, 9(1984), 291.
- [2] D. J. Hagan et al., *J. Opt. Soc. Am.*, A3-13(1986), 105.
- [3] T. F. Boggess et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-12 (1986), 488
- [4] Shekhar Guha et al., *Opt. Lett.*, 10(1985), 285.
- [5] Mansoor Sheik-Bahae et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE23(1987), 1974.
- [6] E. W. Van Stryland et al., *Opt. Soc. Am.*, B5(1988), 1980.
- [7] D. J. Hagan et al., *Opt. Lett.*, 13(1988), 315.
- [8] E. W. Van Stryland et al., *Opt. Eng.*, 24(1985), 613.
- [9] J. Feinberg, *J. Opt. Soc. Am.*, 72 (1982), 46.
- [10] 张光寅等, *中国激光*, 4-8(1987), 511.
- [11] M. J. Soileau et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19 (1983), 731.
- [12] I. C. Khoo et al., *Opt. Lett.*, 11(1986), 227.
- [13] M. J. Soileau et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 127 (1985), 321
- [14] M. Sheik-Bahae et al., *Opt. Lett.*, 14(1989), 955.