

基于双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅方法

申家岭¹, 路元刚^{1*}, 马海霞¹, 王吉明¹, 徐锋², 左敦稳²

¹南京航空航天大学理学院应用物理系, 江苏 南京 211106;

²南京航空航天大学机电学院, 江苏 南京 211106

摘要 提出了一种基于双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅方法。研究了光子晶体透射谱中心波长随双缺陷层折射率变化的规律, 设计了适用于 532 nm 与 1064 nm 波长的非线性光子晶体激光限幅结构, 实现了弱光的高透射和强光的高阻断效果。所设计的激光限幅结构为 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 双缺陷一维光子晶体, 适用于 532 nm 的光子晶体结构中的三种介质 A、B 和 C 分别为金刚石、 SrF_2 和 CS3-68 玻璃, 对弱光的透过率为 86.4%, 对强光的透过率为 0.02%; 适用于 1064 nm 的光子晶体结构中的三种介质 A、B 和 C 分别为金刚石、 CeF_3 和 CdTe, 对弱光的透过率为 79.8%, 对强光的透过率为 0.3%。

关键词 非线性光学; 光子晶体; 缺陷层; 激光限幅

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0808001

Nonlinear Laser-Limiting Method Based on One-Dimensional Photonic Crystals with Double Defects

Shen Jialing¹, Lu Yuangang^{1*}, Ma Haixia¹, Wang Jiming¹, Xu Feng², Zuo Dunwen²

¹Department of Applied Physics, College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 211106, China;

²College of Mechanical and Electrical Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 211106, China

Abstract This study proposes a new nonlinear laser-limiting method based on a one-dimensional photonic crystal with double defects. Further, the variation in the center wavelength of the transmission spectrum of a photonic crystal with the refractive index of the double defect layer is studied. The laser-limiting structures of nonlinear photonic crystals operating at 532 nm and 1064 nm are designed using the proposed method, and the high transmission of weak light and high blocking of strong light are achieved. The designed laser-limiting structure, $(AB)_6CAC(AB)_6$, is an one-dimensional photonic crystal with double defects. The laser-limiting structure used for 532 nm laser employs three types of media (A, B, and C), namely diamond, SrF_2 , and CS3-68 glass, respectively. The optical transmittance of this laser-limiting structure for weak light is 86.4%, and that for strong light is 0.02%. In contrast, the laser-limiting structure used for 1064 nm laser employs three types of media (A, B, and C), namely diamond, CeF_3 , and CdTe, respectively. The optical transmittance for weak light is 79.8% and that for strong light is 0.3%.

Key words nonlinear optics; photonic crystal; defect layer; laser-limiting

OCIS codes 190.4360; 230.5298

1 引言

随着激光在工业、科研、医疗中的广泛应用, 激光防护日益得到重视。强激光的照射可能会对

人眼与各类装备中的光电装置造成不可逆的损伤, 因此需要对其进行限幅; 而功率较弱的激光可作为信号探测光, 不需限幅。故使激光防护结构具备非线性特性有重要意义。如常见的波长为

收稿日期: 2019-01-07; 修回日期: 2019-01-28; 录用日期: 2019-02-18

基金项目: 国家自然科学基金(61875086, 61377086)、航空科学基金(2016ZD52042)

* E-mail: luyg@nuaa.edu.cn

532 nm 与 1064 nm 的激光既可在强光下作为对方的干扰激光,又可在弱光下作为己方的信号探测光,因此需要设计一种在弱光下有较高透过率、在强光下有较高衰减率的激光防护结构。目前对非线性激光限幅结构的研究主要基于非线性吸收、散射和折射等光学效应。其中,反饱和吸收^[1-2]是基于非线性吸收的光限幅领域中常用的防护手段,但是较差的稳定性及合成后特定的吸收波段等因素限制了它的发展。基于非线性散射原理^[3]的光限幅输出幅值较低,但限幅阈值很高,难以同时实现弱光下的高透射和强光下的高衰减;基于非线性折射原理^[4]的光限幅阈值较低,但实际应用中的结构太过复杂。此外,基于相变原理的二氧化钒(VO₂)薄膜也是常用的一种激光限幅手段,但通过温度来调控光透过率的方法不易掌控^[5]。

自 1987 年 Yablonovitch^[6]和 John^[7]各自提出光子晶体的概念以来,光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域。折射率不同的电介质在空间上周期性排列所构成的光子晶体会受到电介质材料介电常量的周期性调制,从而产生光子带隙。通过在光子晶体周期性电介质层中引入缺陷层(电介质的介电常量与其余周期性电介质层的介电常量不同),使光子禁带出现缺陷态,允许特定波长的光通过光子晶体^[8],可用于制作微谐振腔、超窄带滤波器和光波导等。

将光子晶体应用于激光限幅,已实现了基于一维光子晶体带隙反射的 YAG 激光防护镜设计^[9],基于异质结构的一维光子晶体高反射镜^[10]同样可以用于限幅领域,但这两种方法不能同时对强光的高衰减和弱光的高透射,属于线性激光限幅范畴。1996 年, Hattori 等^[11]实现了基于一维光子晶体的非线性激光限幅结构,但其在弱光下的透过率仅为 50%,限幅效果不佳。目前已有几种基于光子晶体的可调谐滤波器可用于非线性激光限幅。但将液晶作为一维光子晶体缺陷层的非线性激光限幅结构,存在响应速度较慢的缺陷^[12]。利用光子晶体介质层的介观压光效应实现的可调谐滤波器,存在灵敏度不高的问题^[13]。通过调整入射光角度来实现滤波器可调谐功能的方法^[14-15],对方位角控制精度要求高,较难应用于实际的激光限幅。基于二维光子晶体结构的可调谐滤波器,制备困难且非线性限幅阈值过高^[16]。针对现有非线性激光限幅方法的不足,本文提出了一种基于双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅

新方法,利用现有的线性介质和非线性介质分别作为光子晶体的周期性介质层和双缺陷层,实现对强光的高衰减和弱光的高透射,响应时间为纳秒量级。在研究光波通过光子晶体后的透过率随光子晶体结构类型、材料折射率、材料尺寸参数变化规律的基础上,设计出一种新颖的光子晶体激光限幅结构。此外,考虑到目前的制作工艺存在一定的误差,所以在确定了最佳的结构参数后,分析了光子晶体结构厚度误差对光限幅性能的影响。

2 双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅理论

双缺陷一维光子晶体结构非线性限幅的原理,是通过调控光子晶体所组成介质的折射率、介质层数以及介质层厚度实现对光透过率的可调谐功能。其中双缺陷介质层的折射率与入射光的强度密切相关,根据激光强度的大小确定光子晶体结构的光学透过率,可实现非线性激光限幅。在周期性光子晶体中引入双层缺陷,光波集中在缺陷层附近的能量要高于单层缺陷的能量,这样可获得更大的非线性折射率改变;与单缺陷一维光子晶体结构相比,双缺陷一维光子晶体结构的非线性限幅效果可望更优。选择缺陷层介质时,倾向于选择非线性折射率系数较大的材料,这样光强变化时非线性介质折射率的改变会较大。所提出的一维光子晶体结构,是具有双缺陷的一维非对称光子晶体结构(与对称结构相比具有较强的局域性),而引入两个相同的非线性介质作为缺陷层,可以得到两个缺陷模^[17]。该结构示意图如图 1 所示。

图 1 中, A、B 和 C 分别表示折射率不同的三种介电材料, n_a 、 n_b 、 n_c 分别表示 A、B、C 三种介质材料的折射率, d_a 、 d_b 、 d_c 分别表示介质材料的厚度。A 和 B 为线性介质, 折射率不随光强改变; C 为缺陷层, 是一种具有非线性折射率的介电材料。在光子晶体结构中有不相邻的 2 层介质, 因此该光子晶体结构也被称为双缺陷一维光子晶体, 可以用 $(AB)^N C (A^X B^Y) C (AB)^N$ 表示, 其中 N 表示结构两端 AB 单元的周期数; X 、 Y 分别表示两个缺陷层之间介质 A 和 B 的个数。此外, 根据非线性介质的折射率随光强变化的公式, 介质 C 的折射率为

$$n_c = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

式中: n_0 是介质 C 的线性折射率; n_2 是介质 C 的非线性折射率; I 为材料中的入射光强。

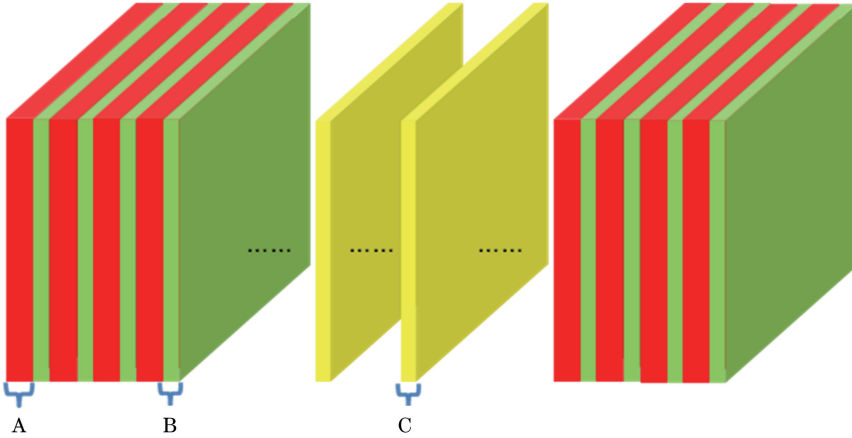


图1 一维非对称光子晶体结构示意图

Fig. 1 Schematic of one-dimensional asymmetric photonic crystal structure

利用有限元分析软件计算一维非线性光子晶体限幅结构的透过率^[18-19]。在光子晶体介质层中,沿 z 方向传播的电场 E_z 需满足亥姆霍兹方程: $(\nabla^2 + k_0^2 \epsilon_r \mu_r) E_z = 0$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 为入射波的波长; ϵ_r 和 μ_r 分别为介质材料的相对介电常数和相对磁导率。有限元法就是将光子晶体结构按每个介质层作为一个单元进行单元划分,之后选择插值函数,进而通过变分原理推导出亥姆霍兹方程解的泛函,应用局部和全局节点编码的关系,得到所有单元相加后的矩阵形式,通过高斯消元法求出结构每个位置处的入射光电场 E_i 和反射光电场 E_r 。整个光子晶体结构的反射系数为

$$r = E_r^1 / E_i^1, \quad (2)$$

式中: E_i^1 为第一单元入射波的电场振幅; E_r^1 为第一单元反射波的电场振幅。

若考虑结构中非线性缺陷层介质(设其为第 g 单元)对透过率的具体影响,一维光子晶体结构的反射系数 r 又可表示为

$$r = r_{1/g/J} = \frac{r_{1/g} + r_{g/J} \exp(i\delta_g)}{1 + r_{1/g} r_{g/J} \exp(i\delta_g)}, \quad (3)$$

式中: 第一单元用 1 表示, 最后一个单元用 J 表示; $r_{1/g}$ 为第一单元到 g 单元的反射系数; $r_{g/J}$ 为 g 单元到 J 单元的反射系数^[19]。(3)式的计算结果与(2)式相同。第 g 单元内的相位差为

$$\delta_g = 4\pi\lambda^{-1} n_g d_g \cos \theta_g, \quad (4)$$

式中: θ_g 为光在第 g 单元介质内传播方向与界面法线方向之间的夹角, 当入射角为 0 时, θ_g 取值为 0; n_g 和 d_g 分别为第 g 单元介质的折射率和厚度。由(1)式可知, 当第 g 单元为非线性介质层时, 非线性介质层的折射率为

$$n_g = n_{g0} + n_2 I, \quad (5)$$

式中: n_{g0} 为非线性介质的线性折射率; 该介质层内的光强 I 为

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \int_{z_{gL}}^{z_{gR}} |E_g^g(z)|^2 dz, \quad (6)$$

式中: ϵ 和 μ 分别为非线性介质的介电常数和磁导率; $E_g^g(z)$ 为第 g 单元非线性介质层内 z 位置处的电场振幅; z_{gL} 和 z_{gR} 分别表示非线性介质层左、右端面的位置。由此可得光子晶体结构的光透过率 T 为

$$T = 1 - |r|^2. \quad (7)$$

此外, 在周期性光子晶体中引入缺陷层, 所产生的缺陷模波长与各介质层的厚度有关。将所提出的双缺陷一维光子晶体整体作为一个法布里-珀罗干涉仪, 光在光子晶体中传播会产生光程差:

$$\Delta = 2nd = 2[(2N + X)n_a d_a + (2N + Y)n_b d_b + 2n_c d_c]. \quad (8)$$

当光程差为入射波长的整数倍时, 即

$$2nd = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (9)$$

式中: m 为缺陷模带的级数; d 为传播距离; n 为折射率。这些波长的光会在透射波中产生干涉极大, 即在原来的禁带中出现缺陷模。在一维光子晶体研究中, 介质层的光学厚度常以 $\lambda_0/4$ 为基本单元, 令 $nd = K\lambda_0/4$, 其中 K 为该光子晶体的光学厚度系数, λ_0 为中心波长。由于缺陷模波长与 m 有关, 用 λ_m 表示缺陷模的波长。由(9)式可得 λ_m 的解析公式为

$$\lambda_m = \frac{2K(\lambda_0/4)}{m}, \quad m = 1, 2, 3, \dots. \quad (10)$$

由(10)式可知,缺陷模波长 λ_m 由 K 和 m 决定, λ_m 与 K 成正比,与 m 成反比。故各级缺陷模在中心波长 λ_0 处对应的光学厚度系数 K_m 满足 $\lambda_0 = [2K_m(\lambda_0/4)]/m$,解出 K_m 为 $2m(m=1,2,3,\dots)$ 。此外,一级禁带波长的变化范围为

$$2\left(\frac{\lambda_0}{1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{2\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b}}\right) < \lambda < \frac{\lambda_0}{\frac{2}{\lambda} \arcsin \frac{2\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b}} \quad (11)$$

由(10)、(11)式可得,各级缺陷模带对应光学厚度系数 K_m 的变化范围为

$$\frac{m}{1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{2\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b}} < K_m < \frac{m}{\frac{1}{\pi} \arcsin \frac{2\sqrt{n_a n_b}}{n_a + n_b}} \quad (12)$$

所以,当缺陷模波长固定为某一波长且需要较高的透过率时,只需适当调整光学厚度系数 K_m 即可(须保证 K_m 在变化区间内)。在选定A、B和C三种介质材料的折射率后,可根据(12)式确定所提出的双缺陷一维光子晶体各层介质材料的厚度,据此设计出基于双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅结构。

3 数值仿真与分析

3.1 限幅结构的透射中心波长与入射光功率密度的关系

根据(12)式,选择透过率较高的透射峰并通过调整各介质层的厚度,将缺陷模的位置调整至532 nm或1064 nm处^[20]。改变入射光的光强时,缺陷层非线性介质的折射率会发生变化^[21]。当非线性介质的折射率增大/减小时,缺陷模的位置就会向低频/高频的方向移动。据此可以实现532 nm或1064 nm激光限幅结构在弱光下的高透射及强光下的高衰减。在下文分析中,所构建的模型 x 方向的长度均为10 μm ,此外还考虑介质材料的吸收损耗。

对于532 nm的光限幅结构,以光子晶体结构 $(AB)_6 \text{CAC}(AB)_6$ 为例,分析缺陷模位置随光功率密度变化规律。介质A选定为金刚石,折射率 n_a 为2.43,消光系数 k_a 为0^[22];介质B选定为 SrF_2 ,折射率 n_b 为1.49,消光系数 k_b 为0.0078^[23-24];缺陷层C选定为CS3-68玻璃,线性折射率 n_0 为1.5,非线性折射率系数 n_2 为 $2.3 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{W}$ ^[25],消光系数 k_c 为0.00011^[26]。为保证该结构在弱光下有

较高的透过率且缺陷模的位置在532 nm处,根据(12)式选定介质层A、B和C的厚度分别为184.1, 92.0,138.1 nm。缺陷模位置随532 nm激光光功率密度的变化曲线如图2所示。

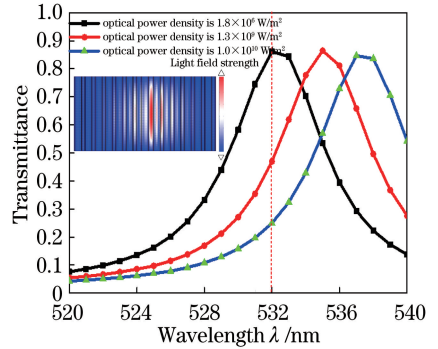


图2 缺陷模位置随532 nm激光光功率密度的变化曲线图
Fig. 2 Defect mode position versus optical power density of 532 nm laser

图2中左上角的彩色子图为光功率密度为 $1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 时该结构的光场分布图。如理论部分所述,含缺陷层的光子晶体结构相当于一个法布里-珀罗干涉仪,会在缺陷层附近产生干涉极大,因而光波能量会主要集中在缺陷层附近。从图2的彩色子图可以看出,缺陷层附近的光波能量确实高于其他介质层,此处非线性介质与激光相互作用使其折射率发生改变。当入射光的光功率密度增大时,该结构非线性介质的折射率增大,从而引起缺陷模位置向长波长的方向移动。同样地,对于1064 nm的光限幅结构,以光子晶体结构 $(AB)_6 \text{CAC}(AB)_6$ 为例。介质A选定为金刚石,折射率 n_a 为2.39,消光系数 k_a 为0^[22];介质B选定为 CeF_3 ,折射率 n_b 为1.62,消光系数 k_b 为0.0019^[27];缺陷层C选定为 CdTe ,线性折射率 n_0 为2.75,非线性折射率系数 n_2 为 $-1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$,消光系数 k_c 为0.00015^[28]。为保证该结构弱光下有较高的透过率且缺陷模的位置在1064 nm处,根据(12)式选定介质层A、B和C的厚度分别为149.3,74.7,112.0 nm。缺陷模位置随1064 nm激光光功率密度的变化曲线如图3所示。

图3中右上角的彩色子图为光功率密度为 $1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 时该结构的光场分布图。与图2彩色子图不同的是,该结构产生了多个干涉极大,相同的是光波集中在缺陷层附近的能量都比较高,这样有利于改变非线性介质的折射率。此外,由于该结构中非线性介质的非线性折射率系数 n_2 小于0,当增大入射光功率密度时,该非线性介质的折射率会减小。故从图3可以看出,该结构的缺陷模位置向短波长

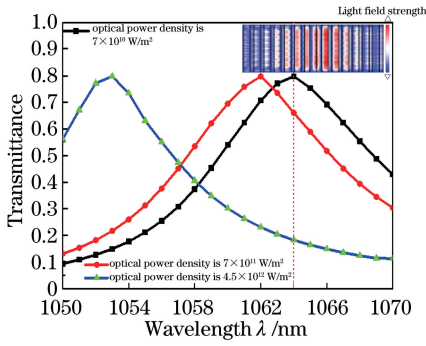


图 3 缺陷模位置随 1064 nm 激光光功率密度的变化曲线图

Fig. 3 Defect mode position versus optical power density of 1064 nm laser

的方向移动。

根据图 2、3,当入射光的光功率密度增大时,对应于 532 nm 和 1064 nm 处的透过率会随着光功率密度的增加而逐渐降低,据此可以实现对这两种波长激光的非线性限幅。此外,通过仿真模拟发现,当光波以小于 10° 的小角度入射时,光透射谱情况与垂直入射时相同,该结论与类似的滤波器结构相一致^[29]。

3.2 532 nm/1064 nm 光限幅结构设计

3.2.1 532 nm 激光限幅效果与光子晶体层数及结构的关系

针对 532 nm 波长的光限幅结构,构建了以下 6 种结构: $(AB)_6C(AB)_6$ 、 $(AB)_6CC(AB)_6$ 、 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 、 $(AB)_6C(AB)C(AB)_6$ 、 $(AB)_5CAC(AB)_5$ 和 $(AB)_7CAC(AB)_7$ 。对于上述结构,通过改变入射光的光功率密度,可以得到 532 nm 处的透过率与入射光功率密度的关系图。遵循弱光下高透射与强光下高衰减的设计原则,选择最符合设计要求的 532 nm 激光限幅结构。6 种结构的透过率-入射光功率密度关系如图 4 所示。

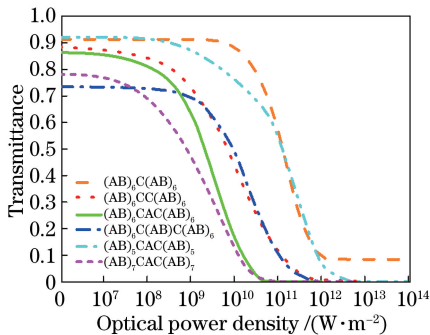


图 4 不同结构对应的 532 nm 激光透过率-入射光功率密度关系

Fig. 4 Relationship between optical transmittance of 532 nm laser and optical power density of incident laser for each structure

由图 4 可以发现,单层缺陷结构 $(AB)_6C(AB)_6$ 与其他的单层缺陷结构相比,在强光作用下的限幅效果较差,故不宜使用该单层缺陷结构。此外,从结构 $(AB)_6CC(AB)_6$ 和结构 $(AB)_6C(AB)C(AB)_6$ 的曲线图可以看出,当两个缺陷层之间不添加介质或者添加一个 AB 单元时,不能同时满足光限幅结构在弱光下的高透射及强光下的高衰减。从图 4 还可以看出,结构 $(AB)_5CAC(AB)_5$ 在弱光下有较高的透过率,但在强光下达到高衰减时所需光功率密度较大;结构 $(AB)_7CAC(AB)_7$ 达到高衰减率时所需的光功率密度较小,但其在弱光下的透过率太低。故综合考虑,既要保证弱光下有较高的光透过率,又要确保强光下有较好的限幅效果,选择结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 作为 532 nm 激光的较佳光限幅结构。该结构在光功率密度小于 $1 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ 的弱光入射下,光学透过率大于 86.4%;在光功率密度大于 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 的强光入射下透过率小于 20%,光功率密度大于 $3 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 的强光入射下透过率小于 5%,光功率密度大于 $6 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 的强光入射下透过率小于 0.02%。该结构对应 532 nm 波长光的透过率达到最小时所需的光功率密度小于介质 A 的损伤阈值^[30]。文献[31]中达到最小光透过率 1% 时所需光功率密度为 $1 \times 10^{15} \text{ W/m}^2$,与之相比,结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 的非线性光限幅效果更佳。目前激光致盲所需的脉冲光功率密度已经达到了 10^9 W/m^2 量级^[32],使用该结构对 10^9 W/m^2 及更高量级功率密度的强激光进行限幅具有重要意义。

3.2.2 1064 nm 激光限幅效果与光子晶体层数及结构的关系

针对 1064 nm 波长的光限幅结构,同样构建了以下 6 种结构: $(AB)_6C(AB)_6$ 、 $(AB)_6CC(AB)_6$ 、 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 、 $(AB)_6C(AB)C(AB)_6$ 、 $(AB)_5CAC(AB)_5$ 和 $(AB)_7CAC(AB)_7$ 。对于上述结构,通过改变入射光的光功率密度,可以得到 1064 nm 处的透过率与入射光功率密度的关系图。遵循弱光下高透射与强光下高衰减的设计原则,选择最符合设计要求的 1064 nm 激光限幅结构。6 种结构的透过率-入射光功率密度关系如图 5 所示。

由图 5 可以看出,当在两个缺陷层之间不添加介质或者添加一个 AB 单元[结构 $(AB)_6CC(AB)_6$ 和结构 $(AB)_6C(AB)C(AB)_6$]时,光限幅结构不能同时满足在弱光下的高透射及强光下的高衰减;结构 $(AB)_5CAC(AB)_5$ 在弱光下有较高的透过率,但

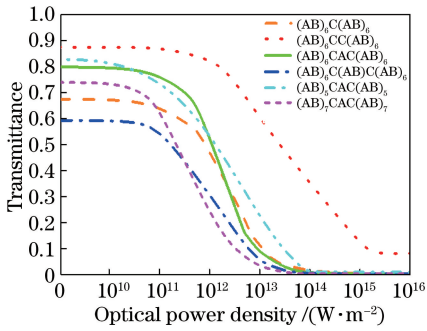


图 5 不同结构对应的 1064 nm 激光透过率-入射光功率密度关系

Fig. 5 Relationship between optical transmittance of 1064 nm laser and optical power density of incident laser for each structure. 在强光下达到高衰减时所需光功率密度较大,且最终的透过率要比相同光功率密度下结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 的高;结构 $(AB)_7CAC(AB)_7$ 达到高衰减率时所需光功率密度较小,但在弱光下的透过率太低;单层缺陷结构 $(AB)_6C(AB)_6$ 与双层缺陷结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 相比,在弱光下的透过率较低,在强光作用下达到相同透过率时,结构 $(AB)_6C(AB)_6$ 所需光功率密度更大。故综合考虑,既要保证弱光下有较高的光透过率,又要确保强光下有较好的限幅效果,选择结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 作为 1064 nm 激光的较佳光限幅结构。该结构在光功率密度小于 $1 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 的光入射下,光学透过率大于 79.8%,在光功率密度大于 $1 \times 10^{12} \text{ W/m}^2$ 的强光入射下透过率小于 50%,光功率密度大于 $1 \times$

10^{13} W/m^2 的强光入射下透过率小于 10%,光功率密度大于 $2.8 \times 10^{14} \text{ W/m}^2$ 的强光入射下透过率小于 0.3%。文献[33]中达到最小光透过率 64% 时所需的光功率密度为 $6 \times 10^{14} \text{ W/m}^2$,与之相比,该结构的非线性光限幅效果更佳。

4 误差分析

现有的实验制备微光学元件的方法有刻蚀法、溶胶凝胶法、真空镀膜法、旋涂法和磁控溅射法。其中刻蚀法^[34]适合制备厚度比较大的样品,真空镀膜法和旋涂法^[35]需要进行高温退火处理,容易造成薄膜的龟裂。而磁控溅射法制备光子晶体的成膜效率高,工艺较稳定,是目前较为常用的方法^[36]。考虑到磁控溅射法制备多层膜结构在膜层厚度上存在一定的误差,在选定了 532 nm 与 1064 nm 激光限幅器的结构后,分别对这两种结构的膜层厚度进行误差分析,据此来判断制备工艺上的误差对两种结构非线性光限幅效果的影响。

4.1 532 nm 光限幅结构误差分析

已知 532 nm 光限幅结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 中介质层 A、B 和 C 的厚度分别为 184.1, 92.0, 138.1 nm。拟采用确定一个介质层厚度参数,另外两个介质层厚度分别在 $\pm 5.0 \text{ nm}$ 的范围内波动的方式,观察该结构的透过率结果并对其进行误差分析。该结构透过率随厚度变化的结果如图 6 所示。

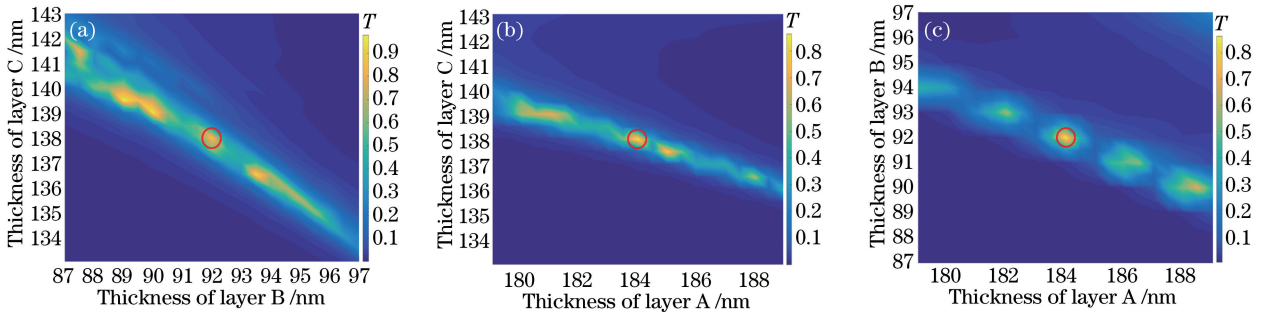


图 6 当一个介质层厚度固定不变时,另外两个介质层厚度变化(小于 $\pm 5.0 \text{ nm}$)对峰值透过率的影响。

(a) 介质层 A 的厚度为 184.1 nm; (b) 介质层 B 的厚度为 92.0 nm; (c) 介质层 C 的厚度为 138.1 nm

Fig. 6 Effects of thickness fluctuations (within $\pm 5.0 \text{ nm}$) of other two dielectric layers on peak transmittance when thickness of one dielectric layer is constant. (a) Thickness of dielectric layer A is 184.1 nm; (b) thickness of dielectric layer B is 92.0 nm; (c) thickness of dielectric layer C is 138.1 nm

对图 6 的数据进行误差分析:以缺陷模波长为 532 nm(此时介质层 A、B 和 C 的厚度分别为 184.1, 92.0, 138.1 nm)处的透过率为中心点,边缘以光透过率 50% 为最低标准。则三种情况下圆的半径(即介质层厚度可允许的误差范围)如表 1 所示。

由表 1 可以看出,为保证弱光下的透过率在 50% 以上,确定其中一种介质的膜层厚度后,另外两种介质的膜层厚度可变化的范围为 $\pm 0.5 \text{ nm}$ 。对于磁控溅射镀膜法可达到的精确度而言,目前使用该镀膜方法将 532 nm 激光限幅结构 $(AB)_6CAC(AB)_6$ 较

为精确地制备出来存在较大的难度。

表 1 透过率随介质层厚度变化的统计结果

Table 1 Statistical results of transmittance varying with dielectric layer thickness

Layer	Thickness-determined dielectric layer		
	A	B	C
Range of variable thickness /nm	±0.5	±0.5	±0.5

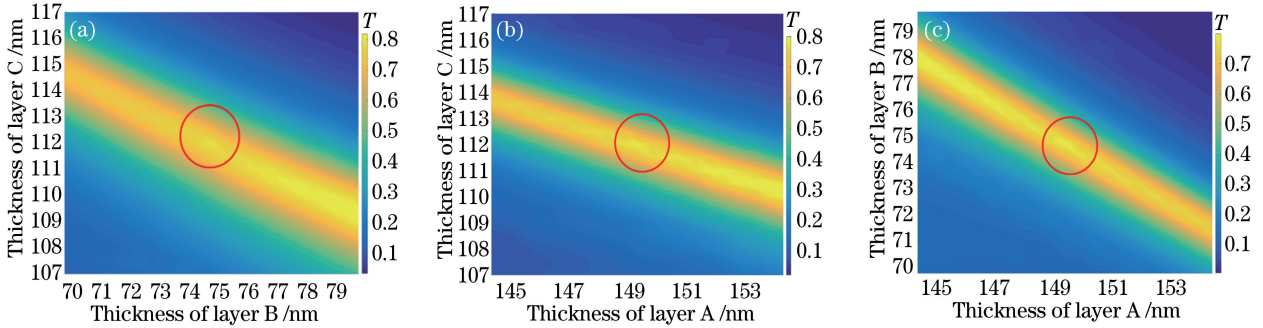


图 7 当一个介质层厚度固定不变时,另外两个介质层厚度变化(小于±5.0 nm)对峰值透过率的影响。

(a)介质层 A 的厚度为 149.3 nm;(b)介质层 B 的厚度为 74.7 nm;(c)介质层 C 的厚度为 112.0 nm

Fig. 7 Effects of thickness fluctuations (within ±5.0 nm) of other two dielectric layers on peak transmittance when thickness of one dielectric layer is constant. (a) Thickness of dielectric layer A is 149.3 nm; (b) thickness of dielectric layer B is 74.7 nm; (c) thickness of dielectric layer C is 112.0 nm

对图 7 的数据进行误差分析:以缺陷模波长为 1064 nm(此时介质层 A、B 和 C 的厚度分别为 149.3,74.7,112.0 nm)处的透过率为中心点,边缘以光透过率 50%为最低标准。则三种情况下圆的半径(即介质层厚度可允许的误差范围)如表 2 所示。

表 2 透过率随介质层厚度变化的统计结果

Table 2 Statistical results of transmittance varying with dielectric layer thickness

Layer	Thickness-determined dielectric layer		
	A	B	C
Range of variable thickness /nm	±2.0	±1.5	±1.5

由表 2 可以看出,当满足弱光下最低透过率为 50%时,确定其中一种介质的膜层厚度后,另外两种介质的膜层厚度可变化的范围为±1.5~2.0 nm。与 532 nm 激光限幅结构相比,1064 nm 激光限幅结构对于膜层厚度的制备要求较为宽松,在实际镀膜过程中可以运用磁控溅射法将 1064 nm 激光限幅结构(AB)₆CAC(AB)₆制备出来,但仍需严格控制整个镀膜过程才能确保各膜层的厚度较为理想,从而保证该结构能够实现良好的非线性限幅效果。

4.2 1064 nm 光限幅结构误差分析

已知 1064 nm 光限幅结构(AB)₆CAC(AB)₆中介质层 A、B 和 C 的厚度分别为 149.3,74.7,112.0 nm。同样采用确定一个介质层厚度参数,另外两个介质层厚度分别在±5.0 nm 的范围内变动的方式,观察该结构的透过率结果并对其进行误差分析。该结构透过率随厚度变化的结果如图 7 所示。

5 结 论

提出了一种新的基于双缺陷一维光子晶体的非线性激光限幅方法,通过仿真设计与分析验证了该方法的有效性。所设计的新颖激光限幅结构中,线性光学介质作为周期性介质层,非线性介质作为双缺陷层,所采用的介质均为目前已存在的介质,可实现对强光的高衰减和弱光的高透射。所设计的 532 nm 激光限幅结构为(AB)₆CAC(AB)₆结构,三种介质 A、B 和 C 分别为金刚石、SrF₂ 和 CS3-68 玻璃,当光功率密度小于 1×10⁷ W/m² 时,光学透过率为 86.4%,当光功率密度大于 6×10¹⁰ W/m² 时,光学透过率仅为 0.02%。所设计的 1064 nm 激光限幅结构也为(AB)₆CAC(AB)₆结构,不同的是该结构的三种组成介质 A、B 和 C 分别为金刚石、CeF₃ 和 CdTe,当光功率密度小于 1×10¹⁰ W/m² 时,光学透过率为 79.8%,当光功率密度大于 3×10¹⁴ W/m² 时,光学透过率仅为 0.3%。

参 考 文 献

[1] Iijima S. Helical microtubules of graphitic carbon[J]. Nature, 1991, 354(6348): 56-58.
 [2] Chen J, Wang S Q, Yang G Q. Nonlinear optical

- limiting properties of organic metalphthalocyanine compounds[J]. *Acta Physico-Chimica Sinica*, 2015, 31(4): 595-611.
- 陈军, 王双青, 杨国强. 有机金属酞菁类化合物及其非线性光限幅特性[J]. *物理化学学报*, 2015, 31(4): 595-611.
- [3] Shi D H, Xu Q F. Recent development of laser protective materials using nonlinear optical theory [J]. *Optical Technique*, 2000, 26(1): 52-55, 58.
- 施德恒, 许启富. 基于非线性光学理论的激光防护材料近况[J]. *光学技术*, 2000, 26(1): 52-55, 58.
- [4] Guha S, Chen W P. Laser-induced optical effects in a liquid suspension[J]. *Optics Communications*, 1987, 61(6): 425-431.
- [5] Xu S Q, Zhao K, Ma H P, *et al.* Study on optical and electrical properties and phase-transition of the doped VO₂ thin films [J]. *Journal of Synthetic Crystals*, 2002, 31(5): 472-477.
- 徐时清, 赵康, 马红萍, 等. 掺杂 VO₂ 薄膜的相变机理和光电特性研究[J]. *人工晶体学报*, 2002, 31(5): 472-477.
- [6] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [7] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [8] Ishizaki K, Noda S. Manipulation of photons at the surface of three-dimensional photonic crystals [J]. *Nature*, 2009, 460(7253): 367-370.
- [9] Chen M, Ma S J, Li C F, *et al.* Eye-protection glasses against YAG laser disservice based on the bandgap reflection of one-dimensional photonic crystal [J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2004, 25(3): 325-328.
- 陈明, 马少杰, 李淳飞, 等. 基于一维光子晶体带隙反射的 YAG 激光防护镜[J]. *发光学报*, 2004, 25(3): 325-328.
- [10] Li K W, Li X C, Chen P A, *et al.* High reflector designed with one-dimensional photonic crystal in 3-5 μm infrared region based on hetero-structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(9): 0922001.
- 李康文, 李享成, 陈平安, 等. 基于异质结构的一维光子晶体红外 3~5 μm 高反射镜设计[J]. *光学学报*, 2018, 38(9): 0922001.
- [11] Hattori T, Tsurumachi N, Muroi N, *et al.* Enhancement of optical nonlinearity in one-dimensional photonic crystals[J]. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 1996, 33(1/2/3): 183-186.
- [12] Yu H X, He X D, Xie D H, *et al.* Tunable wavelength one-dimensional photonic crystal filter [J]. *Optical Communication Technology*, 2006, 30(1): 46-48.
- 于海霞, 何晓东, 谢东华, 等. 一维光子晶体波长可调谐滤波器[J]. *光通信技术*, 2006, 30(1): 46-48.
- [13] Chen W D, Dong X Y, Chen Y, *et al.* Analysis of the tunable filtering properties of a photonic crystal with symmetric dual defects[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(15): 154207.
- 陈卫东, 董昕宇, 陈颖, 等. 对称双缺陷光子晶体的可调谐滤波特性分析[J]. *物理学报*, 2014, 63(15): 154207.
- [14] Wen J H, Zhang Y, Yang Y B, *et al.* Photonic crystal tunable optical filter based on air defect layer [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, 44(8): 0823001.
- 温建华, 张杨, 杨毅彪, 等. 基于空气缺陷的光子晶体可调谐滤波器[J]. *光子学报*, 2015, 44(8): 0823001.
- [15] Zhang D W, Wang Q, Zhu Y M, *et al.* Design of guided mode resonant filters tuned by azimuthal angle [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(4): 950-953.
- 张大伟, 王琦, 朱亦鸣, 等. 方位角调谐的反射窄带导模共振滤光片设计[J]. *中国激光*, 2010, 37(4): 950-953.
- [16] Hu X Y, Gong Q H, Liu Y H, *et al.* Ultrafast tunable filter in two-dimensional organic photonic crystal[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(3): 371-373.
- [17] Liu X J, Zhang B J, Wang J, *et al.* The analysis on the properties of light field distribution in one-dimensional photon crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(23): 237801.
- 刘晓静, 张伯军, 王婧, 等. 一维光子晶体中光场分布特性分析[J]. *物理学报*, 2012, 61(23): 237801.
- [18] Jin J M. Electromagnetic field finite element method [M]. Wang J G, Transl. Xi'an: Xidian University Press, 1998: 24-34.
- 金建铭. 电磁场有限元方法[M]. 王建国, 译. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998: 24-34.
- [19] Sun J, Xu Y X, Tang L L. Derivation of the Fresnel coefficients in multi-layered dielectric film by recursive relations[J]. *Journal of Suzhou University of Science and Technology(Natural Science Edition)*, 2016, 33(3): 22-26.
- 孙坚, 徐遥先, 汤丽丽. 用递推关系推导多层介质膜中的菲涅尔系数[J]. *苏州科技大学学报(自然科学版)*, 2016, 33(3): 22-26.
- [20] Fang Y T, Shen T G, Tan X L. Study on one-dimensional photonic crystal with impurity defects [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(11): 1557-1560.
- 方云团, 沈廷根, 谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模

- 研究[J]. 光学学报, 2004, 24(11): 1557-1560.
- [21] Soileau M, Williams W, van Stryland E. Optical power limiter with picosecond response time [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1983, 19(4): 731-735.
- [22] Phillip H R, Taft E A. Kramers-kronig analysis of reflectance data for diamond [J]. Physical Review, 1964, 136(5A): A1445-A1448.
- [23] de Marcos L R, Larruquert J I, Aznárez J A, *et al.* Optical constants of SrF₂ thin films in the 25-780 eV spectral range[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(14): 143501.
- [24] Chen J C, Peng Y J, Zhang Z X, *et al.* Demonstration of a diode pumped Nd, Y co-doped SrF₂ crystal based, high energy chirped pulse amplification laser system [J]. Optics Communications, 2017, 382: 201-204.
- [25] Jain R K, Lind R C. Degenerate four-wave mixing in semiconductor-doped glasses [J]. Journal of the Optical Society of America, 1983, 73(5): 647-653.
- [26] Petrov D V, Gomes A S L, de Araújo C B. Spatial phase modulation due to the thermal nonlinearity in semiconductor-doped glasses[J]. Physical Review B, 1994, 50(13): 9092-9097.
- [27] Rodríguez-de Marcos L V, Larruquert J I, Méndez J A, *et al.* Self-consistent optical constants of MgF₂, LaF₃, and CeF₃ films[J]. Optical Materials Express, 2017, 7(3): 989-1006.
- [28] Treharne R E, Seymour-Pierce A, Durose K, *et al.* Optical design and fabrication of fully sputtered CdTe/CdS solar cells [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2011, 286: 012038.
- [29] He J, Song L T, Wang H L, *et al.* Transmission modes with varying incident angle for photonic crystal filter with liquid crystal layer [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2011, 48(10): 102301. 何杰, 宋立涛, 王华磊, 等. 入射角对液晶缺陷光子晶体滤波器透射谱的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2011, 48(10): 102301.
- [30] Sussmann R S, Scarsbrook G A, Wort C J H, *et al.* Laser damage testing of CVD-grown diamond windows[J]. Diamond and Related Materials, 1994, 3(9): 1173-1177.
- [31] Vincent D, Cruickshank J. Optical limiting with C₆₀ and other fullerenes [J]. Applied Optics, 1997, 36(30): 7794-7798.
- [32] Xu J, Zhao S H, Wang H J, *et al.* High power optical fiber laser for tactical laser weapon [J]. Laser Journal, 2007, 28(5): 6-7. 胥杰, 赵尚弘, 王怀军, 等. 高功率光纤激光器用于战术激光武器[J]. 激光杂志, 2007, 28(5): 6-7.
- [33] Ganeev R A, Ryasnyanskii A I, Kodirov M K, *et al.* Optical limiting in fullerenes, colloidal metal solutions, and semiconductors in the field of pico- and nanosecond pulses of an Nd:YAG laser [J]. Optics and Spectroscopy, 2002, 93(5): 789-796.
- [34] Wang S W, Wang L, Wu Y G, *et al.* Arrays of narrow bandpass filters fabricated by combinatorial etching technique [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(5): 746-751. 王少伟, 王利, 吴永刚, 等. 组合刻蚀法制备窄带滤光片阵列[J]. 光学学报, 2006, 26(5): 746-751.
- [35] Bonifacio L D, Lotsch B V, Puzzo D P, *et al.* Stacking the nanochemistry deck: structural and compositional diversity in one-dimensional photonic crystals [J]. Advanced Materials, 2009, 21(16): 1641-1646.
- [36] Hu Y R, Wang L G, Li G Q, *et al.* Structure and properties of Ti-doped WO₃ films prepared by magnetron sputtering method [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(3): 559-562. 胡远荣, 王丽阁, 李国卿, 等. 磁控溅射法制备钛掺杂 WO₃ 薄膜结构和性能的研究 [J]. 光学学报, 2007, 27(3): 559-562.