

doi: 10.3788/gzxb20124109.1009

# 基于磁流体热透镜效应的阈值可调光学限幅器的理论设计

王昊天, 卜胜利, 王宁

(上海理工大学 理学院, 上海 200093)

**摘要:**理论模拟了激光束通过磁流体样品后产生的远场光斑图样,提出了一种阈值可调光学限幅器的实现方案.计算了不同光阑孔径半径和不同光阑样品距离情况下,系统的出射光功率与入射光功率的关系.得出了系统的光学限幅阈值随光阑孔径半径的增大以及光阑样品距离的减小而向高功率方向转移的结论,且限幅阈值与光阑孔径半径之间呈线性关系.定义了描述磁流体样品特征的参量  $f$ ,发现了系统的光学限幅阈值随  $f$  的绝对值增加而减小.本文的结论能为实际的磁流体基可调谐光学限幅器的设计与制作提供有益的参考.

**关键词:**光学限幅器;热透镜;阈值可调;磁流体

**中图分类号:**O436

**文献标识码:**A

**文章编号:**1004-4213(2012)09-1009-6

## 0 引言

自 1960 年 Maiman 制成第一台红宝石激光器以来,激光器已被广泛地用于各行各业,但激光器对光学敏感元件,甚至人体的可能伤害也随之而来,进而推动了光学限幅技术的发展.光学限幅技术是指设计一种器件(光学限幅器),使其在低强度激光照射下具有较高的透过率,而在高强度激光照射下具有较低的透过率,因此可以保护光学敏感元件和人体免受强激光的伤害. Gordon 等人早在 1964 年就报导了光学限幅现象<sup>[1]</sup>. 1967 年, Leite 等人实验研究了光学限幅效应<sup>[2]</sup>. 随后由于激光技术发展的限制,光学限幅技术研究进展也较缓慢. 进入 20 世纪 80 年代后,激光技术快速发展,光学限幅技术也进入了飞速发展的阶段,特别是基于新型材料的光学限幅效应引起了人们的极大关注<sup>[3-7]</sup>. 当前的光学限幅技术主要是利用光学材料的非线性吸收、非线性折射或非线性散射等非线性光学效应来实现的,据此可将光学限幅分为自散焦光学限幅、反饱和吸收光学限幅、非线性散射光学限幅、双光子吸收光学限幅、光折变光学限幅、光学双稳型光学限幅等.

磁流体是一种由纳米级的强磁性颗粒通过表面活性剂高度均匀分散于某种载液中所形成的稳定胶体体系,其为一种强非线性折射材料<sup>[8]</sup>. 当高斯激光束通过磁流体时,在磁流体内部会由于激光诱导的

热效应导致其折射率横向不均匀分布,透过磁流体的光束变成环状的发散光斑,且在一定的条件下,入射光功率愈大,光斑的发散程度就愈大,此即磁流体的热透镜效应<sup>[5,9-10]</sup>. 有些学者已通过磁流体样品后放置一光阑,基于磁流体的热透镜效应,实验研究其自散焦光学限幅效应<sup>[3]</sup>. 在具体实际应用中,如何选取恰当的参量(如:磁流体样品、器件尺寸等)来设计满足某种特定场合使用的磁流体光学限幅器(如:限幅阈值大小的选取、限幅阈值的调节范围等),目前尚没有系统的研究报导. 本文以磁流体的热透镜效应为基础,从理论上系统地设计阈值可调的光学限幅器,有关结果能为实际器件的设计、制作提供有益的参考和指导.

## 1 基本原理

由于磁性颗粒的光吸收系数相对较大(而普通的非磁性胶体的光吸收较小),导致激光束通过磁流体样品时,样品会吸收激光的相当部分能量,进而对其本身进行加热,导致样品中激光照射的区域及其附近形成一定的温度梯度. 同时,样品中不同位置的磁性颗粒浓度将重新分布. 这两个因素的共同作用使得样品内横向不同位置处的折射率发生不同的变化,类似于一个透镜,进而导致出射激光束的发散,且发射角可表示为<sup>[1,4,11]</sup>

**基金项目:**国家自然科学基金资助(No. 10704048)和上海市教育委员会科研创新项目(No. 11YZ120)资助

**第一作者:**王昊天(1987-),男,硕士研究生,主要研究方向为新型光学功能材料和光子器件. Email: wht20122@163.com

**责任作者/导师(通讯作者):**卜胜利(1978-),男,副教授,博士,主要研究方向为新型光学功能材料和光子器件. Email: shlpu@usst.edu.cn

**收稿日期:**2012-02-17; **修回日期:**2012-03-06

$$\theta(r) = \frac{0.12P}{\pi\kappa n_0} \left| \frac{dn}{dT} \right| \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega}\right) \right] \cdot [1 - \exp(-\alpha L)] \frac{1}{r} \quad (1)$$

式中： $r$ 、 $P$  和  $\omega$  分别为激光束横向半径、入射总功率和样品位置处的激光光斑半径； $L$ 、 $n_0$ 、 $|dn/dT|$ 、 $\kappa$  和  $\alpha$  分别为磁流体样品的厚度、折射率、热光系数、热传导率和吸收系数。

以不同发射角出射的透射光在磁流体样品后方进行干涉，形成远场稳定的光斑，其强度的空间分布可由基尔霍夫衍射理论得到<sup>[3, 12-15]</sup>

$$I(R, Z) = \left(\frac{k_0}{Z}\right) I_0 \left| \int_0^\infty r J_0\left(\frac{k_0 R r}{Z}\right) \exp\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp[-i(\varphi_L + \varphi_{NL})] dr \right|^2 \quad (2)$$

式中： $R$  和  $Z$  分别为远场光斑半径以及样品离光阑的距离； $k_0$  是入射光的传播常量； $I_0$  为入射光强； $J_0$  为零阶第一类 Bessel 函数； $\varphi_L$  与  $\varphi_{NL}$  分别为强度非相关与强度相关的相位。

根据式(2)，利用如下已知参量： $Z=1.8\text{ m}$ ， $\omega=6.82 \times 10^{-4}\text{ m}$ ， $I_0=P_0/(P\omega^2/2)=39546.95973\text{ W/m}^2$  ( $P_0$  为入射光功率)，可理论模拟出不同入射激光功率下的远场光斑图样，如图 1 所示。图 1 表明，远场光斑图样为一系列同心圆环，且在较大入射光功率下的远场光斑具有较多个数的圆环图样。由外到内，各个圆环的面积及亮度依次减小。此结果与 Karimzadeh 等人以及本文前期的实验结果非常吻合<sup>[3-4, 6]</sup>。

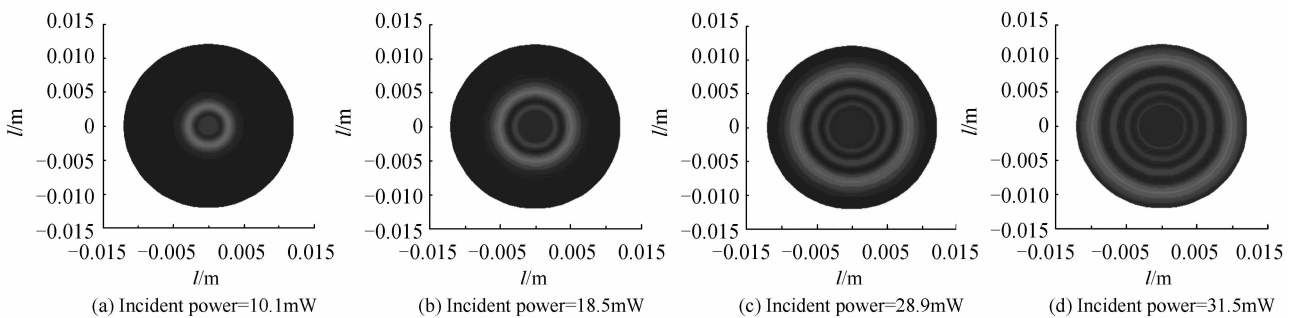


图 1 不同功率的光通过磁流体样品后的远场光斑模拟图

Fig. 1 Theoretical far-field patterns after a magnetic fluid sample at different incident powers

若在样品后放置一孔径适当的光阑，则可能会有部分外围光环无法通过光阑，如图 2 所示。由于环形光场的圆环半径随着光束向前传播而变大，且入射光强越大，半径扩大程度也就越大，因此在光阑孔径一定的情况下可使整个系统在低强度入射光照射下具有较高的透过率(因为大部分光环的半径小于光阑的孔径半径)，而在高强度入射光照射下具有较低的透过率(因为大部分光环的半径大于光阑的孔径半径)，即可很容易地实现光学限幅的目的。若适当地调节光阑的半径、光阑和样品的距离、样品的非线性折射率与厚度，便可改变系统出射光强的最大值，最终实现限幅阈值的可调性。

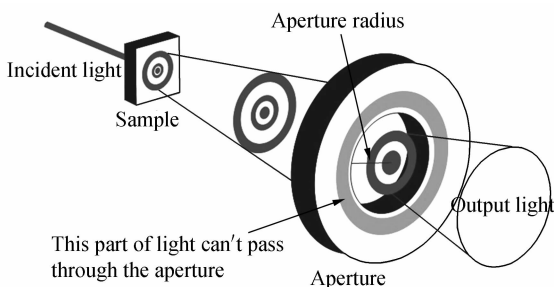


图 2 磁流体阈值可调光学限幅器的工作原理  
Fig. 2 Schematics of the magnetic-fluid-based threshold-tunable optical limiters

## 2 理论设计

若放置于探测平面前端的光阑孔径半径为  $l$ ，则透过光阑的光功率为  $P = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^l I(R) 2\pi R dR$ 。此式结合式(2)表明，在给定磁流体的情况下(样品的厚度与非线性折射率为固定常量)，可通过调节光阑孔径半径  $l$  及样品到光阑的距离  $Z$  来控制透过光阑的光功率，实现相应光学限幅器限幅阈值的调谐。为了为实际磁流体光学限幅器的设计与制作提供理论参考和指导，模拟计算了不同光阑孔径半径以及不同光阑到样品距离情况下光学限幅器的特性。在计算中，除非特别指出，否则所用的已知参量数值同图 1 所用的数值。

图 3 为不同光阑孔径半径下磁流体光学限幅特性的理论曲线。图 3 表明，此光学限幅器的限幅阈值随着光阑孔径半径的增加而变大。当入射光的功率较低时，透过磁流体样品的一系列环形光束的半径都相对较小，其光强主要集中在光束中心附近。当光束传播到光阑位置时，其最外围环形光束半径小于光阑孔径半径，全部光束均可通过光阑。故在低功率范围内出射光功率会随着入射光功率的增大而线性

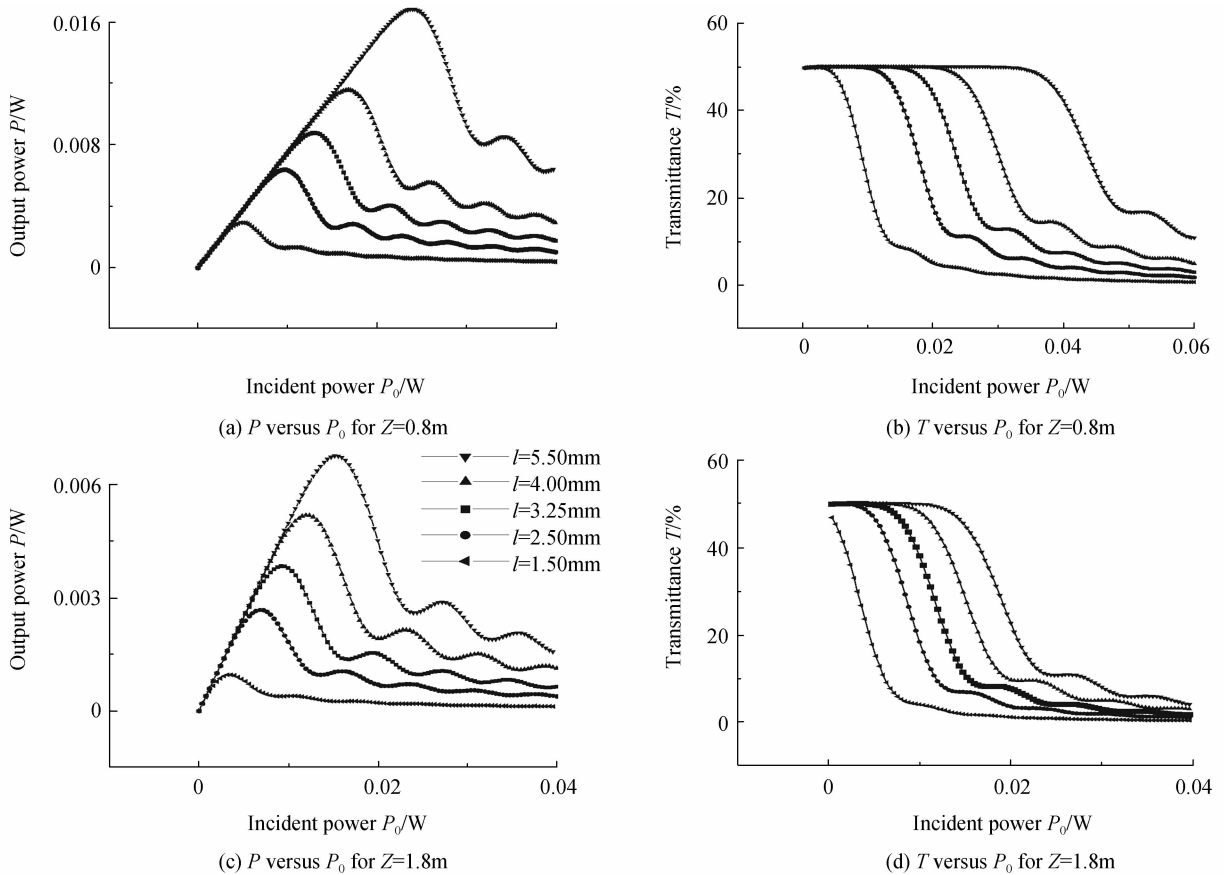


图 3 在  $Z=0.8\text{ m}$  和  $1.8\text{ m}$  情况下,不同光阑孔径半径时,透过光阑的出射光功率与入射光功率的关系以及系统的光学透过率随入射光功率的变化曲线

Fig. 3 The output power vs the incident power and the transmittance of the incident light vs the incident power for different aperture radiuses under  $Z=0.8$  and  $1.8\text{ m}$ , respectively

增大[见图 3(a)和(c)],整个系统的透射率不受光阑影响而维持在一恒定的值[见图 3(b)和(d)].由于外围的光环半径会随入射光功率的增大而增大,当其增大到与光阑孔径半径一致时,出射光功率达到临界点,具有最大输出光功率(对应于图 3 中各个曲线的拐点).进一步继续增加入射光功率,则到达光阑处的外围环形光束半径将会超过光阑孔径半径,导致一部分光束无法通过光阑,进而系统的出射光功率与透射率开始下降,光阑开始起到降低透射率的作用.显然,当光阑的孔径半径越大,则出射光功率达到临界点所对应的入射光功率就越大,即限幅阈值(图 3 中各拐点所对应的入射光功率值)就越大.在入射光功率持续增大的过程中,由外向内各环形光束的半径均随入射光功率的增加而增加,且依次地被光阑所阻挡,进而导致系统的透射率逐步下降.由图 3 还可看出,系统的透射率最后趋于一个很小的数值而不是零,这是由于在任何入射光功率下,出射光束中心的圆形微弱光斑均可通过光阑的孔径(见图 1).

为了更清楚地看出系统的限幅阈值与光阑孔径半径的关系,图 4 给出了不同光阑到样品距离情况

下,系统的限幅阈值随光阑孔径半径的变化关系.图 4 表明,系统的限幅阈值与光阑孔径半径成线性关系,且随光阑到样品距离的增加,限幅阈值增加的速率变小.这些对阈值可调光学限幅器的实际设计非常有益.

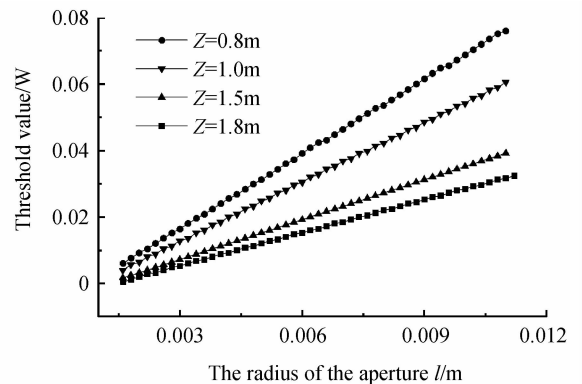


图 4 在  $Z$  不同情况下,系统的限幅阈值与光阑孔径半径的关系

Fig. 4 The threshold value of the system as a function of the aperture radius under different  $Z$

图 5 为样品到光阑距离不同时,磁流体光学限幅特性的理论曲线.由图 5 可看出,随着样品到光阑距离的增加,光学限幅器的限幅阈值逐渐减小.这是

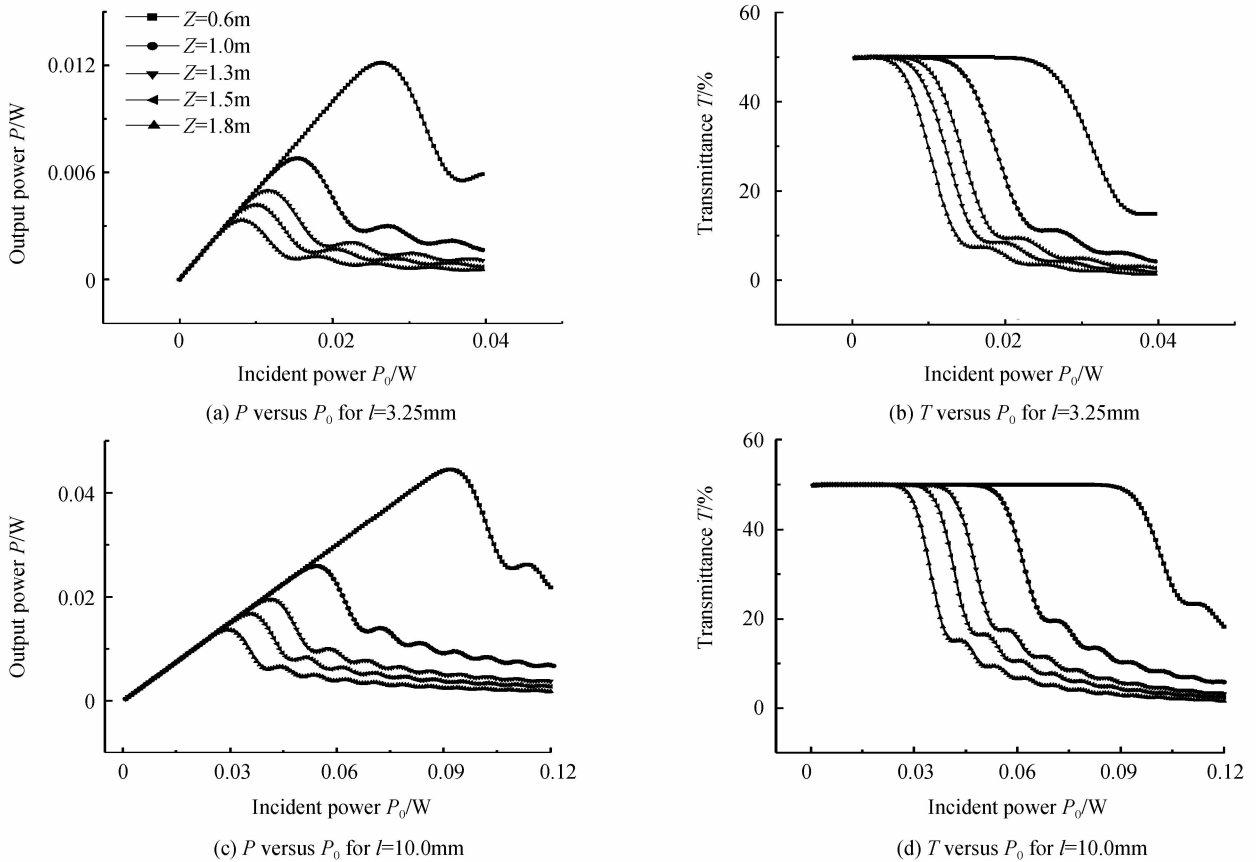


图5 在  $l=3.25$  mm 和 10 mm 情况下,光阑离样品的距离不同时,透过光阑的出射光功率与入射光功率的关系以及系统的光学透过率随入射光功率的变化曲线

Fig. 5 The output power vs the incident power and the transmittance of the incident light vs the incident power for different distances between the aperture and the sample under  $l=3.25$  and 10.0 mm, respectively

由于透过磁流体样品的光束是一系列向外发射的圆环,各个圆环形光束的半径随入射光功率的增加和光束的向前传播而增加.因此,当光阑离样品的距离越大时,到达光阑处的外围光环半径也就越大.若固定光阑孔径半径和入射光功率,则当光阑到样品的距离较小时,光阑位置处光束外围光环半径可能小于光阑的孔径半径,此时系统的透过率为最大,而当光阑到样品的距离较大时,光阑位置处光束外围光环半径就可能大于光阑的孔径半径,此时系统的透过率已降低.很显然,光阑到样品的距离越大,系统的透过率就越低.也就是说,样品到光阑距离越大,系统出射光功率达到临界点(光阑开始发挥限制透射率的作用)所对应的入射光功率就越低.

为了更清楚地看出系统的限幅阈值与光阑样品距离的关系,图6给出了不同光阑孔径半径情况下,系统的限幅阈值随光阑样品距离的变化曲线.图6表明,系统的限幅阈值随光阑样品距离的增大而减小,且光阑半径越大,限幅阈值随光阑样品距离的递减速度就越快,特别是当光阑样品距离较小时.固定光阑孔径半径情况下,系统限幅阈值随光阑样品距离递减速度均随光阑样品距离的增加而减小,最后

趋于稳定值.这对设计合适的阈值可调光学限幅器具有很好的指导作用.

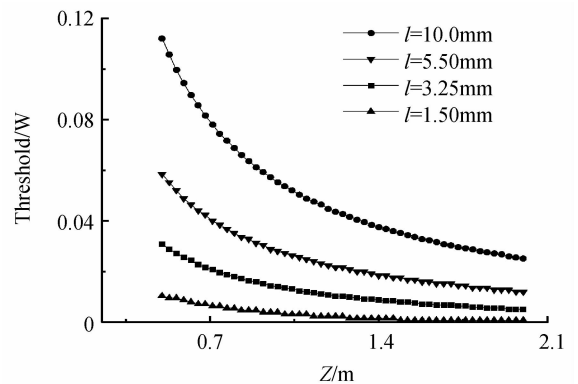


图6 在  $l$  不同的情况下,系统的限幅阈值与光阑样品距离的关系

Fig. 6 The threshold value of the system as a function of the distance between the aperture and the sample under different  $l$

上述讨论了给定磁流体样品情况下来理论设计光学限幅系统,实际上式(2)中的强度相关相位  $\varphi_{NL}$  可表示为<sup>[3]</sup>

$$\varphi_{NL} = k_0 n_2 L I_0 \exp(-2r^2/\omega^2) \quad (3)$$

式中  $n_2$  为磁流体样品的非线性折射率.式(2)和式

(3)表明,  $n_2$  与  $L$  在数学形式上是对称的,均是描述磁流体样品本身特性的参量. 为方便起见,引入参量  $f = n_2 L$  来讨论不同磁流体样品特性所引起的差别. 图 7 给出了磁流体样品特性参量  $f$  对系统的限幅特性的影响.

图 7 中,样品特性参量  $f$  始终为负值,这是由于磁流体的非线性折射率  $n_2$  为负值. 图 7 表明,系统的限幅阈值随着  $|f|$  的增加而减小,且减小的速率逐步放缓. 由式(1)可看出,磁流体样品厚度  $L$  越大,其光束发射角  $\theta$  就越大,即出射的环形光束半径就越大. 因此,若要使到达光阑处的环形光束半径达到光阑孔径半径大小,也就是要使光阑开始发挥限幅作用,则所需的入射光功率就越小,即限幅阈值就越小. 本文所研究的限幅系统是基于磁流体自散焦效应,当磁流体的非线性折射率  $n_2$  的绝对值越大,其自散焦效应就越强,致使发射角  $\theta$  就越大,最终导致系统的光学限幅阈值就越小. 综上所述,  $n_2$  的绝对值以及  $L$  的增大意味着磁流体特征参量  $|f|$  的增大,至使系统的光学限幅阈值减小.

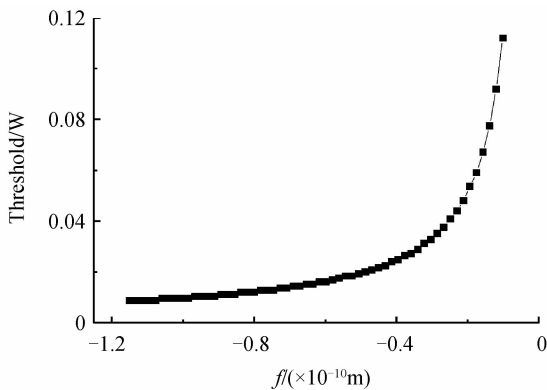


图 7 系统的限幅阈值与磁流体特性参量  $f$  的关系

Fig. 7 The threshold value of the system as a function of the characteristic parameter of magnetic fluid  $f$

### 3 结论

理论模拟了不同入射光功率时磁流体样品所产生的远场光斑图样,绘制出了不同光阑孔径半径以及不同光阑样品距离情况下,系统的出射光功率及透射率与入射光功率的关系. 得到了系统的光学限幅阈值随光阑孔径半径变大而线性增加的结论. 但系统的光学限幅阈值与光阑样品距离之间具有反比关系. 通过引入磁流体样品特性参量  $f$  讨论了磁流体样品本身特性对系统限幅阈值的影响. 该文全面

系统的理论结果对推动磁流体的光学应用具有一定的指导作用.

#### 参考文献

- [1] GORDON J P, LEITE R C C, MOORE R S, *et al.* Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples[J]. *Journal of Applied Physics*, 1965, **36**(1): 3-8.
- [2] LEITE R C C, PORTO S P S, DAMEN T C. The thermal lens effect as a power-limiting device[J]. *Applied Physics Letters*, 1967, **10**(1): 100-101.
- [3] PU Sheng-li, YAO Lan-fang, GUAN Fei-fei, *et al.* Threshold-tunable optical limiters based on nonlinear refraction in ferrosols[J]. *Optics Communications*, 2009, **282**(5): 908-913.
- [4] PU Sheng-li, CHEN Xian-feng, LIAO Wei-jun, *et al.* Laser self-induced thermo-optical effects in a magnetic fluid[J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, **96**(10): 5930-5932.
- [5] MAHIEH M H, JAFARABADI M A. Optical characterization of thermal lens effect in ethanol and the influence of focusing lens and liquid cell size[J]. *Optics and Laser Technology*, 2012, **44**(1): 78-82.
- [6] KARIMZADEH R, ALEALI H, MANSOUR N. Thermal nonlinear refraction properties of Ag<sub>2</sub>S semiconductor nanocrystals with its application as a low power optical limiter[J]. *Optics Communications*, 2011, **284**(9): 2370-2375.
- [7] MAAZA M, HAMIDI D, SIMO A, *et al.* Optical limiting in pulsed laser deposited VO<sub>2</sub> nanostructures [J]. *Optics Communications*, 2011, **285**(6): 1190-1193.
- [8] BALTAG O, COSTANDACHE D. Nonlinear behaviour of the ferrofluid in orthogonal magnetic fields[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1999, **201**(1-3): 123-125.
- [9] GIGLIO M, VENDRAMINI A. Thermal lens effect in a binary liquid mixture: A new effect[J]. *Applied Physics Letters*, 1974, **25**(10): 555-557.
- [10] OSTERINK L M, FOSTER J D. Thermal effects and transverse mode control in a Nd:YAG Laser[J]. *Applied Physics Letters*, 1968, **12**(4): 128-131.
- [11] DABBY F W, GUSTAFSON T K, WHINNERY J R, *et al.* Thermally self-induced phase modulation of laser beams[J]. *Applied Physics Letters*, 1970, **16**(9): 362-365.
- [12] SHEVCHENKO A, BUCHTER S C, TABIRYAN N V, *et al.* Creation of a hollow laser beam using self-phase modulation in a nematic liquid crystal [J]. *Optics Communications*, 2004, **232**(1-6): 77-82.
- [13] BRUGIONI S, MEUCCI R. Self-phase modulation in a nematic liquid crystal film induced by a low-power CO<sub>2</sub> laser [J]. *Optics Communications*, 2002, **206**(4-6): 445-451.
- [14] HARRISON R G, DAMBLY L, YU D, *et al.* A new self-diffraction pattern formation in defocusing liquid media[J]. *Optics Communications*, 1997, **139**(1-3): 69-72.
- [15] SATHEIYAMOORTHY K, VIJAYAN C, KOTHIYAL M P. Low power optical limiting in ClAl-Phthalocyanine due to self defocusing and self phase modulation effects[J]. *Optical Materials*, 2008, **31**(1): 79-86.

## Theoretical Design of Threshold-tunable Optical Limiters Based on the Thermal Lens Effect of Magnetic Fluids

WANG Hao-tian, PU Sheng-li, WANG Ning

*(College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)*

**Abstract:** The far-field beam patterns after the magnetic fluid sample are simulated. The scheme for realizing the threshold-tunable optical limiters is proposed. The relationship between the output power and the incident power at several different aperture radiuses and different distances between the aperture and the sample are investigated through theoretical calculations. The results show that the threshold value of the optical limiting system shifts to high power when the aperture radiuses are increased and the distances between the aperture and the sample are decreased. The linear relationship between the threshold value and the aperture radius is obtained. The threshold value of the optical limiting system decreases with the increase of the absolute value of the magnetic fluid characteristic parameter ( $f$ ). The results presented in this work may be helpful for designing the magnetic-fluid-based threshold-tunable optical limiters.

**Key words:** Optical limiter; Thermal lens; Threshold-tunable; Magnetic fluid