

# 强激光场在液晶中引起的负透镜效应及其弛豫行为

初桂荫 张治国 林曦 叶佩弦

(中国科学院物理研究所)

**提要:** 本文介绍了液相液晶中强激光场引起的负透镜效应, 测定了这种效应的弛豫时间约为 100 毫秒。还讨论了有关的物理机理。

## A negative lens effect induced by strong laser field in liquid crystals and its relaxation behaviours

Chu Guiyin Zhang Zhiguo Lin Xi Ye Peixuan

(Institute of Physics, Academia Sinica)

**Abstract:** A negative lens effect induced by strong laser field in liquid phase of liquid crystals is described. The relaxation time of the effect is measured. It is about 100 msec. The related physical mechanism is also discussed.

### 一、引言

近年来已有过一些关于激光与液晶作用产生种种物理效应的报导,如:自聚焦效应<sup>[1,2]</sup>、光学克尔效应<sup>[3]</sup>、三次谐波产生<sup>[4]</sup>……等。我们在进行液晶四波混频实验<sup>[5]</sup>中,注意到当强激光束(波长为  $5320 \text{ \AA}$ , 功率密度约为几十兆瓦/厘米<sup>2</sup>)通过液相液晶时,会使同时通过液晶的另一束激光——闪光灯泵浦的脉冲染料激光的远场光斑中心出现一个暗区。这里为方便起见,将前者称为感生激光束,后者称为探测激光束。实验中感生激光束在液晶中的直径略小于探测激光束的直径。以低功率的连续氩-氟激光器代替脉冲染料激光器,也观察到同样的现象;当短脉冲(约 14 毫微秒)的感生激光束通过后,氩-氟激光远场光

斑的中心暗区仍有相当长时间的保留,约为 100 毫秒。

不难想象,这是由于强激光作用后,液晶中折射率径向分布不均匀所致。但是造成这种折射率梯度的物理机制是什么?效应的弛豫过程反映什么物理实质?以及这种效应与观察液晶中的四波混频效应有什么关系?这些都是我们感兴趣的问题。为此进行了下面一些实验。

### 二、实验装置与现象的描述

为测定在强激光作用下液晶中折射率变化的弛豫时间,并拍摄探测光束远场光斑的强度分布,采用了如下实验装置(图 1)。其中,从 Nd:YAG 激光倍频所得波长为  $5320 \text{ \AA}$

收稿日期: 1979 年 8 月 6 日。

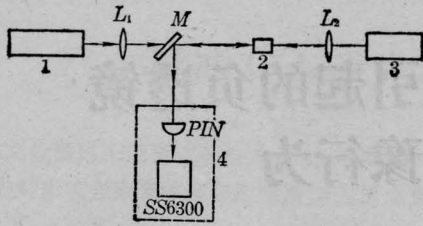


图1 实验装置示意图

1—Nd:YAG 倍频激光器; 2—液晶样品;  
3—He-Ne 激光器; 4—硅光电二极管与示波器(或照相机)

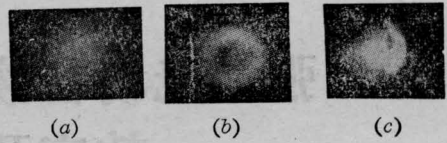
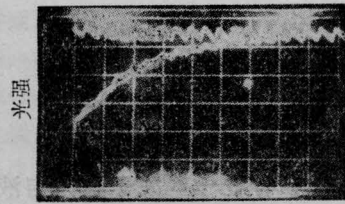


图2 探测束远场光斑

用波长为 1.06 微米的 Nd:YAG 激光代替其倍频 5320 Å 激光作用于液晶,也能观察到上述中心暗区,但所需激光功率要大一个数量级(约 2 兆瓦)。

实验观察到液晶在强光作用下,中心暗区的持续时间约为 100 毫秒(图 3)。改变感生激光的波长(5320 Å 或 1.06 μ),暗区的持续时间并无改变。当感生激光功率提高时,效应更为显著,中心区更暗。表现为图 3 中曲线的初始幅度更大。当液晶温度在清亮点 ( $T_c \approx 42^\circ\text{C}$ ) 之上变化  $1\sim 2^\circ\text{C}$  时,暗区持续时间并无明显改变。即不象其它一些效应,当液晶温度趋于清亮点时有所突变。本实验中,只在液晶温度升至更高 ( $\sim 52^\circ\text{C}$ ) 时,暗区持续时间才明显变短。



时间 (50 毫秒/格)

图3 探测束中心光强随时间的变化

的绿光功率可在 0.1 兆瓦至 1 兆瓦之间改变。脉冲宽度约 14 毫微秒。透镜  $L_1$  将绿光聚焦在液晶中心。光斑直径小于 1 毫米。连续氦-氩激光输出约 1 毫瓦。透镜  $L_2$  的作用是一方面将氦-氩光束聚焦,使其在液晶中的直径稍大于绿光直径,并在远场得到放大的光斑;另一方面又可使高功率的绿光通过它后更为发散,以保护氦-氩激光器不受损伤。平面反射镜  $M$  将氦-氩光束反射到观察屏或照相机,以拍摄远场光强分布。照相机不加镜头,直接拍摄 1:1 的光斑图形。快门为帘幕式,曝光时间取 1/500 秒或 1/1000 秒。若将 PIN 硅光电二极管对准该反射束的中心暗区,通过示波器即可测定暗区的持续时间。硅光电二极管光敏区面积为 0.19 毫米<sup>2</sup>,比氦-氩激光束中心暗区面积小得多。因此,从 SS6300 示波器上显示出的光强改变直接对应中心暗区的持续时间。液晶 MBBA 在控温炉内加热至清亮点以上 ( $42\sim 52^\circ\text{C}$ )。

当作用于液晶的 5320 Å 激光功率高于 0.2 兆瓦时,即可观察到探测束的中心暗区。如图 2 所示。其中,图 2(a) 为无绿光照射液晶时,氦-氩光束透过液晶后的远场光斑,中心比边缘更强些。图 2(b) 为绿光脉冲照射液晶后 50 毫秒之内打开快门所拍摄的照片。可以清楚地看出中心为一暗区。图 2(c) 对应于当帘幕式快门开至半中时,绿光照射到液晶,所以前半场(左)无中心暗区,后半场(右)出现中心暗区,并在边缘有小孔衍射环。

### 三、现象的分析

如果认为强激光作用于液晶会引起负值的折射率改变,并且改变量比例于激光强度或功率密度,则上述现象不难得到解释。

设感生激光强度的径向分布为高斯型,在液晶中引起的折射率变化  $\Delta n$  的径向分布为

$$\Delta n(r) = -\Delta n_0 e^{-2r^2/a^2}, \quad (1)$$

其中  $-\Delta n_0$  为光斑中心处液晶折射率的改变

量。 $y$  为径向坐标, 当  $y=a$  时, 感生激光强度下降到中心强度的  $1/e^2$ 。又设有一近似平行的探测光束通过液晶, 其强度的径向分布为

$$I(y) = I_0 e^{-2y^2/a^2}, \quad (2)$$

其中  $I_0$  为探测束中心的光强。

现在由几何光学近似地分析光线经液晶后的行迹。样品中的光速为

$$v(y) = \frac{c}{n(y)} = \frac{c}{n_0 + \Delta n(y)}, \quad (3)$$

其中  $c$  为真空中的光速,  $n_0$  为液晶固有的折射率。由于样品中的光速是  $y$  的函数, 故探测光束经过有感生激光作用的液晶之后, 波阵面由平面变为曲面。设在长度为  $l$  的液晶出口处波阵面为  $\xi(y)$ , 则有

$$\begin{aligned} \xi(y) &= c \left[ \frac{l}{v_0} - \frac{l}{v(y)} \right] \\ &= -l \Delta n(y) = l \Delta n_0 e^{-2y^2/a^2} \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $v_0 = c/n_0$ 。

设在液晶出口处光线的斜率为  $m(y)$ , 根据光线方向垂直于波前的原则, 可以得到

$$m(y) = \frac{-\partial \xi(y)}{\partial y} = \frac{4l \Delta n_0}{a^2} y e^{-2y^2/a^2}. \quad (5)$$

光线透出样品后, 是在折射率均匀的空气中传播, 故可认为诸光线斜率不变, 直线传播。由此可以确定诸光线透出液晶后的行踪及相互交织的情况。

当探测光束半径大于感生光束半径时, 即  $b > a$ , (如图 4(a)), 由于经过液晶后波前中心发生如图 4(b) 的畸变, 边缘未受感生激光作用的部分仍保持平面, 所以在远场观察时, 中心光线发散, 强度下降, 边缘基本不变, 看到的是一个亮环。探测光束远场强度分布如图 4(c)。

如果只限于讨论光斑中心的强度变化, 可以只分析靠近中心的光线行踪, 此时  $y$  接近于 0, 故近似有

$$m(y) = \frac{4l \Delta n_0}{a^2} y_0. \quad (6)$$

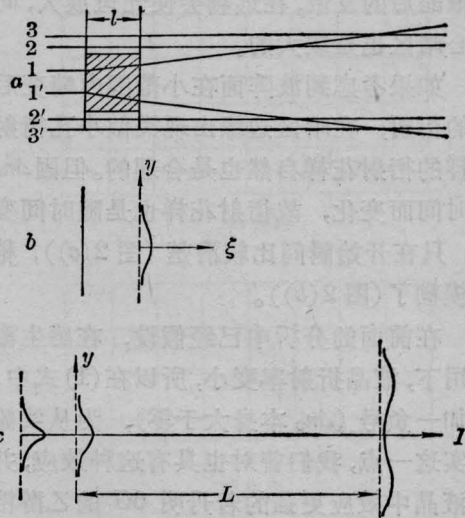


图 4

- (a) 探测光线通过液晶后的行踪, 其中以斜线表示的部分为感生激光作用区  
(b) 探测光线通过液晶后波面的改变  
(c) 探测束光强的径向分布在行进中的变化情况

因此, 在样品出口处, 原来半径为  $y$  的中心光点经  $L$  长的距离后, 便扩展成半径为  $y'$  的光点,

$$y' = y + m(y)L = y \left( 1 + \frac{4l \Delta n_0}{a^2} L \right), \quad (7)$$

于是, 在距样品  $L$  处, 光斑中心强度下降为

$$I_0(L) = I_0 \left( \frac{y}{y'} \right)^2 = I_0 \left[ 1 + \frac{4l \Delta n_0}{a^2} L \right]^{-2} \quad (8)$$

其中  $I_0$  为探测束刚透出液晶时光斑中心的强度。若感生光束直径  $a \sim 1$  毫米, 液晶盒长  $l \sim 5$  毫米, 观察屏距液晶  $L \sim 2.3$  米, 则只要  $\Delta n_0 \sim 3 \times 10^{-5}$ , 便足以使远场光斑中心强度下降到原来的  $1/5$ 。

感生激光通过后, 如果认为它所引起的折射率变化  $\Delta n_0$  有一个弛豫时间, 则暗区的存在也必然有一个持续过程:

$$I_0(L, t) = I_0 \left[ 1 + \frac{4l \Delta n_0(t) L}{a^2} \right]^{-2}, \quad (9)$$

仅当  $\Delta n_0(t) \rightarrow 0$  时, 暗区才消失。

无疑, 当探测光为会聚束时, 上述结论在定性方面仍然是正确的, 只是由于探测束通

过液晶后的发散,在远场会使光斑放大,同时中心暗区也是放大的。

如果考虑到波阵面在小范围内畸变后光束的衍射,在暗区边缘出现类似小孔衍射环那样的衍射花样自然也是合理的。但因 $\Delta n_0(t)$ 随时间而变化,故衍射花样也是随时间变化的,只在开始瞬间比较清楚(图2(c)),稍后就模糊了(图2(b))。

在前面的分析中已经假设,在感生激光作用下,液晶折射率变小,所以在(1)式中 $\Delta n_0$ 前加一负号( $\Delta n_0$ 本身大于零),为从实验上证实这一点,我们曾对也具有这种效应,并且比液晶中效应更强的若丹明6G的乙醇溶液做过如下测定:将图1中的透镜 $L_1$ 向样品移近,扩大绿光的作用区。此时绿光半径约2毫米,使在样品中的氦-氖光束完全包含在绿光作用区之内。再在距样品为 $\sim 2.3$ 米的远场观察有绿光作用时的氦-氖光斑。此时并无明显的中心暗区,而是观察到整个光斑向外扩大。从原来的 $\phi 42$ 毫米扩大到 $\phi 70$ 毫米。再从距液晶1.2米的中场以同样方法量出探测束光斑的改变为:从 $\phi 26$ 毫米扩大到 $\phi 42$ 毫米(图5)。

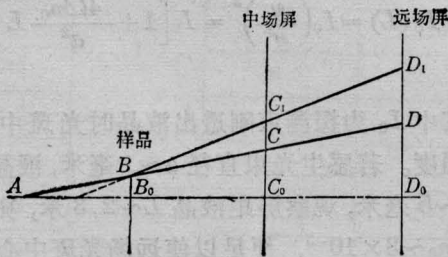


图5 透镜焦距的计算

$$\begin{aligned} B_0C_0 &= 1.2 \text{ 米}, & B_0D_0 &= 2.3 \text{ 米}, \\ D_0D &= 21 \text{ 毫米}, & D_0D_1 &= 35 \text{ 毫米}, \\ C_0C &= 13 \text{ 毫米}, & C_0C_1 &= 21 \text{ 毫米} \end{aligned}$$

为确定 $\Delta n_0$ 的符号和数量级,可把有感生激光作用的样品看成一个透镜。从以上的数据,按图5中所示的几何关系,可以计算出若丹明6G溶液在强的绿光作用下,相当于一个 $F = -60$ 厘米的负透镜。与此相应的光束

中心区的折射率改变大约为 $\Delta n_0 \approx 3 \times 10^{-4}$ 。

以同样的方式观测液晶中的效应,现象与若丹明6G相似,只是弱得多。表现为探测束通过液晶后远场光斑直径的改变量要比通过若丹明6G溶液几乎小一个数量级,故难以计算出负透镜的焦距和折射率的改变量。

当 $b < a$ 时,只观察到整个光斑的扩大,而无中心暗区。这是因为此时相当于在图4(a)中只有1与1'之间的光线,所以在远场只有光束按(7)式的扩大及中心光强按(8)式的下降,而并无强度基本不变的边缘光线对比,所以看不到中心暗区。而且由于感生光束的扩大,强度下降,所以 $\Delta n_0$ 也相对地变小,这也影响到中心光强下降不甚显著。

#### 四、讨论

在液相液晶中,由激光感生的这种负透镜效应的物理机制是什么?根据在一般液体中激光感生折射率变化的几种可能的机制,我们的看法如下:

1. 由于观察到的这种负透镜效应的弛豫时间很长,由分子转向而产生的非线性极化的机制可以排除。事实上,尽管液相液晶MBBA在接近清亮点时分子转向弛豫时间较长,但也只有几十到几百毫微秒。

2. 同样,由强激光通过电致伸缩产生折射率变化的机制,也不能解释这种效应。因为电致伸缩造成的折射率变化是以声速传播的,在液体中为 $10^5$ 厘米/秒。大小为几毫米的光斑折射率径向分布由不均匀趋于均匀的过程,其弛豫时间应不大于几微秒。

3. 从这种效应的弛豫时间长短来分析,很可能是热效应引起的,即液晶吸收强激光而局部升温所致。由于激光强度沿径向是不均匀的,所以液晶的温度,从而也使其折射率产生相应的沿径向的不均匀。这种折射率的不均匀完全靠热传导使之消失,故中心暗区弛豫时间较长。

最近, G. Martin 和 W. Hellwarth<sup>[6]</sup> 曾报导在多种液体及吸收红外光的玻璃中观察到 1.06 微米激光感生的热致位相光栅。如果确实存在这种热效应, 按前面的分析, 对于该报导中的多种物质也应存在这里所说的强激光引起的负透镜效应。实验发现对于 1.06 微米的激光, 乙醇、水、三氯甲烷、苯、丙酮、甘油、若丹明 6G 溶液…等, 均不同程度地存在此效应。其中乙醇和甘油效应最强, 并且暗斑的持续时间都近于相同。在几十至一百毫秒左右。这似乎支持热效应是产生折射率不均匀的原因这一看法。但对二硫化碳和四氯化碳以及吸收 1.06 微米辐射的玻璃 (GRB<sub>1</sub> 型) 并未观察到同样的效应。可惜目前尚未查到关于这些物质对 1.06 微米光波吸收的可靠数据。而我们初步测量的结果表明这些物质对 1.06 微米都没有吸收。此外, 我们还观测了在 5320 Å 有强吸收的若丹明 6G 染料

溶液, 发现确实有很强的负透镜效应, 而且持续时间与其它液体相近。

如果液晶中确有热效应存在, 那么, 在四波混频的实验中, 当激光很强时, 也会出现 [6] 中所说的热致位相光栅迭加在由于分子取向改变而产生的位相光栅之上。为测量分子转向的弛豫时间, 必须设法消除热致位相光栅的影响。

### 参 考 文 献

- [1] D. V. G. L. N. Rao, S. Jayaraman; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**, 539.
- [2] E. G. Hanson *et al.*; *Appl. Phys.*, 1977, **14**, 65.
- [3] G. K. L. Wong, Y. R. Shen; *Phys. Rev.*, 1974, **A10**, 1277.
- [4] J. W. Shelton, Y. R. Shen; *Phys. Rev.*, 1972, **A5**, 1867.
- [5] 初桂荫, 朱化南等; 《物理学报》, 1979, **28**, 887.
- [6] G. Martin, W. Hellwarth; *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**, 371.

(上接第 18 页)

### 参 考 文 献

- [1] 赵燕曾, 伍少明等; 《激光》, 1979, **6**, No. 12, 23.
- [2] 《激光技术》, 第十五章, 天津大学精仪系编译, 科学出版社(1972)。
- [3] F. Gires; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1966, **QE-2**, No. 9, 624.
- [4] M. Hercher; *Appl. Opt.*, 1967, **6**, No. 5, 947.
- [5] C. R. Giulliano, L. D. Hess; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1967, **QE-3**, No. 8, 358.

- [6] G. Morou; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, No. 1, 1.
- [7] B. H. Soffer; *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, No. 8, 2551.
- [8] E. A. 史特劳夫; 《分子物理学》(下册), 高等教育出版社(1959)。
- [9] Wett; *Scientific Photography* (1957).
- [10] M. L. Spaeth, W. R. Sooy; *J. Chem. Phys.*, 1968, **48**, No. 5, 2315.
- [11] W. R. Ware; *J. Phys. Chem.*, 1962, **66**, 455.