

# CPM光通过BDN染料片的特性研究

林 星 张文珍 吴逢铁 张渭滨 王加贤

(电气技术系)

**摘要** 本文研究了BDN染料片对CPM光脉冲宽度的影响, 比较了BDN染料片透过率的变化情况. 发现CPM光通过BDN染料片后, 脉宽有变窄及变宽的现象, 并从理论上解释了这一现象.

**关键词** 光脉冲发生器, 脉冲宽度, 透过率, BDN染料片

## 0 引言

BDN的全名为双-甲基氨=硫代苯乙=酮-镍 [Bis-(4 Dimethylaminodithiobenzil-nickel)]。它是一种具有矩形平面结构的二阶过渡金属络合物, 用有机玻璃作溶剂, 构成BDN染料片。它的吸收光谱为900-1300nm范围, 吸收峰处于1.1 $\mu\text{m}$ 处, 消光系数为 $2.5 \times 10^{-4}/\text{mol} \cdot \text{cm}$ 对1.06 $\mu\text{m}$ 具有可饱和吸收特性, 光化学稳定性极好, 是钕玻璃、Nd:YAG等固体激光器的理想可饱和吸收调Q染料。此外, BDN染料片的吸收光谱中还有相应的微弱的双光子吸收光谱<sup>[1-3]</sup>。

曾经用BDN染料片作为CPM Nd:YAG激光器的可饱和吸收体, 在500MHz示波器上观察到了锁模现象, 但锁模质量比用五甲川、十一甲川作为可饱和吸收体锁模的质量差。如果选择适当的溶剂, 有希望改善锁模质量。若BDN染料片一旦能代替五甲川等锁模染料作为CPM Nd:YAG激光器的可饱和吸收体, 则CPM的机构就简便多了。为此探索BDN染料片对CPM Nd:YAG激光脉冲的影响是必要的。

## 1 CPM通过BDN片的能量透过率及与脉宽的关系

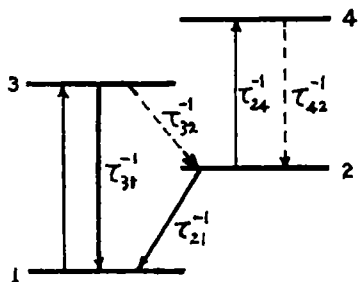


图1 BDN染料分子能级简图

图1为BDN染料片分子的能级示意图。图中 $\tau_{31}^{-1}$ 、 $\tau_{21}^{-1}$ , 分别表示能级3自发辐射跃迁和无辐射跃迁的几率;  $\tau_{24}^{-1}$ 、 $\tau_{42}^{-1}$ 表示亚稳态的受激吸收和辐射跃迁的几率。用 $\sigma_{13}$ 表示能级1-3间吸收截面,  $\sigma_{24}$ 表示2-4激发态间吸收截面。 $T_0$ 为入射光强很小时的染料透过率。 $T_{sr}$ 表示吸收饱和后的染料透过率,  $I_s$ 表示染料的饱和光强,  $I$ 表示器件内产生激光巨脉冲时的光强。

本文1989—06—29收到。

BDN染料片的基态恢复时间大约为2 ns,用 $\tau_a$ 表示.它比CPM Nd:YAG光脉冲宽度 $\tau_P$ 大很多,把BDN染料片称为慢吸收体,其中 $\tau_{32} \ll \tau_{21}, \tau_{31}$ .所以,当CPM Nd:YAG激光脉冲通过染料片时,染料分子从基态跃迁到3能级后随即跃迁到2能级,这时漂白的过程就是运送能级1的分子到能级2.由于 $\tau_{21}$ 比泵浦脉冲的宽度大、漂白的程度不能用瞬态辐照 $I_0(t)$ 来确定,而要用积分来表示:

$$e_0(t) = \int_0^t I_0(t) dt, \quad (1)$$

能量透过率的定义可写为

$$T = \frac{e(t)}{e_0(t)}, \quad (2)$$

其中 $e(t)$ ,  $e_0(t)$ 分别表示透射能流及入射能流<sup>[4]</sup>.

我们利用天津激光所提供的BDN染料片,其中标号为2的BDN片(简称2号片,下同)在1.06 $\mu\text{m}$ 处的小信号透过率 $T_0$ 为55.8%,3号片的 $T_0$ 为42%,4号片的 $T_0$ 为30.5%.在本实验条件下,从吸收光谱中可以计算出它们还有少量的双光子吸收.其中2号片的双光子吸收最小,4号片的双光子吸收最大,约为20%.把这些BDN片置于CPM Nd:YAG激光器的腔外,在不同的电压下运转,利用PT-1型激光能量计分别测试了它们的入射能量与透射能量,计算了透过率,结果列于表1.

表1 各种情况下BDN片对CPM光的透过率

BDN编号	2*( $T_0=55.8\%$ )			3*( $T_0=42\%$ )			4*( $T_0=30.5$ )		
入射能量 $e_0(\text{mj})$	5.6	5.7	6.6	5.6	5.7	6.6	5.6	5.7	6.6
透射能量 $e(\text{mj})$	4.2	4.2	4.8	3.7	3.9	4.5	3.7	3.6	4.2
透过率实验值 $T(\%)$	75	74	73	66	68	68	66	63	64
$T/T_0$	1.3	1.3	1.3	1.6	1.6	1.6	2.2	2.1	2.1
透过率理论值 $T'(\%)$	82	82	84	73	74	74	64	64	68
$T'/T_0$	1.5	1.5	1.5	1.7	1.8	1.8	2.1	2.1	2.2

从表1中在能量计的测量误差范围内得到的实验结果如下:(1)小信号透过率大的BDN片,一般对CPM光的透过率也大;(2)小信号透过率大的BDN片,当超短光脉冲通过时,其透过率对小信号透过率的比值比较小.小信号透过率为55.8%时其比值为1.3的量级,42%时此比值为1.6量级,32.5%时此比值为2.1量级;(3)同一个小信号透过率,其入射能流不同、透射的能流也不同,其双光子吸收的影响并不明显.

根据Frantz and Nodvik的理论,可以导出BDN染料片的能量透过率的公式为

$$T_s = \left\{ \frac{e_s}{e_1} - \ln \left[ 1 + \left( \exp \frac{e_1}{e_s} - 1 \right) T_0 \right] \right\}, \quad \tau \ll \tau_a, \quad (3)$$

其中 $e_1/e_s$ 表示以饱和能量密度归一化的输入脉冲能量密度, $e_s = b\gamma/\sigma_1$ 表示饱和能量密度,所使用BDN染料片的 $e_s$ 为 $1.33 \times 10^{-3} \text{J/cm}^2$ .根据式(3)计算得到的透过率也列在表1中,其理论结果和实验结果基本一致.各号片的透过率实验值都比理论值小,这说明染料片激发态

的再吸收不可忽略。对此, 还有一些机理需要进一步探讨。

应用能量透过率的关系式, Krause曾导出一般快速染料对光脉冲的脉宽压缩率<sup>[6]</sup>

$$\frac{\tau_{p2} - \tau_{p1}}{\tau_{p1}} = \left( \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)^{1/2} \left( \frac{1 + iT}{1 + i} \right)^{1/2} - 1, \quad (4)$$

其中 $\tau_{p1}$ 为入射光脉冲宽度,  $\tau_{p2}$ 为透射光脉冲宽度,  $i$ 为入射脉冲峰值光强和染料片饱和光强之比;  $T$ 为入射光脉冲峰值光强处的透过率;  $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$ 为与入射、透射光脉冲形状有关的常数。H. Weber<sup>[6]</sup>于1984年提出非快速薄染料( $\tau_a \tau \gg \rho$ )透过率的关系式为

$$T = T_0^{(1/(1+i/\beta))}, \quad (5)$$

其中 $\beta$ 是与脉冲宽度和小信号透过率有关的拟合参数, 规定快速薄染料 $\beta = 1$ , 其它情况时 $\beta > 1$ , 并由此推导出非快速染料的脉宽压缩率为

$$\frac{\tau_{p2} - \tau_{p1}}{\tau_{p1}} = \frac{1}{2} \ln \left\{ T_0 \frac{i/\beta}{(1 + i/\beta)^2} \right\}, \quad (6)$$

式(4), (6)都说明透射光的脉冲宽度比入射光的脉冲宽度窄。但用SMJ-2型双光子荧光脉宽测量仪测得结果有所不同。

在实验中, 当电源输入能量为70J时, CPM光脉宽为10.4Ps, 通过2号片( $T_0 = 55.8\%$ )后压缩为6.9Ps, 而通过3号片( $T_0 = 42\%$ )后反而增宽到13.9Ps, 通过4号片( $T_0 = 30.5\%$ )后也增宽到17.0Ps。从实验结果中, 可以看出小信号透过率越小, 增宽越大。此结果H. Weber的公式不符合, 所以必须进一步研究10Ps左右的光脉冲与BDN染料片相互作用的情况。

## 2 BDN片引起CPM Nd:YAG光脉冲的调频作用<sup>[1, 8]</sup>

强光脉冲通过BDN染料片时, 使其内部的电子云分布发生畸变、产生非线性极化, 有较复杂的电偶极矩, 从而使光的折射率发生变化。这里可能有几种不同的情况, 例如BDN染料片受到CPM光作用后, 产生了随光强变化的折射率 $n_2|E(t)|^2$ , 并反过来调制它的位相; 可饱和吸收也会引起折射率变化, 本折射率用 $n_R(t)$ 表示。这是由于基态的电子吸收了1.06 $\mu\text{m}$ 的光子, 从基态跃迁到激发态, 这时电子按统计规律分布, 产生电偶极矩的变化, 从而引起折射率的变化。此外还有激发态间的再吸收、双光子吸收等, 都会影响到折射率, 它们的份量甚微, 有的可以忽略。

这些折射率的变化, 往往会引起CPM固体激光器光脉冲的调频作用<sup>[7]</sup>。这个强光脉冲的电场强度随时间的二次幂变化, 晶体或介质的折射率也随时间的二次幂变化, 于是透射的光脉冲的位相变化为

$$\phi(t) = \omega_0 t - at^2, \quad (7)$$

它的频率变化可写成

$$\omega = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \omega_0 - 2at. \quad (8)$$

图2是正负两种调频作用的示意图, 其中实线表示正的调频, 虚线表示负的调频。当频

率随时间增加而由大逐渐变小时,载波频率的降低产生了正的调频,即式(7), (8)的情况。如果透射的光脉冲的位相变化为

$$\phi(t) = \omega_0 t + \alpha t^2, \quad (9)$$

它的频率变化可写为

$$\omega = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \omega_0 + 2\alpha t. \quad (10)$$

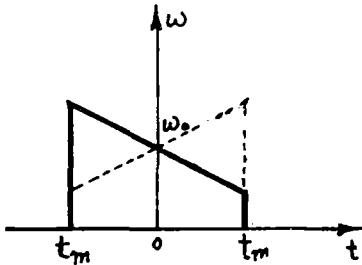


图2 正调频(实线)和负调频(虚线)示意图的存在。

设入射强光脉冲为高斯型函数,其方程可写为

$$E_{in}(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_{p1}}\right) \exp(i\omega' t), \quad (11)$$

其中 $\tau_{p1}$ 表示入射光脉冲脉宽, $\omega'$ 为其频率。

当此强光脉冲在BDN染料片中沿 $z$ 方向传播时,引起了非线性光学效应,进入到 $z$ 时,强光脉冲随时间变化的位相延迟为<sup>[8]</sup>

$$\phi(t) = \phi_0 - \frac{\omega' n_2}{c} \int_0^z I(z', t) dz' - \frac{n_R(t)}{c} \omega' z, \quad (12)$$

其中第一项 $\phi_0 = \omega' t$ ,表示光脉冲通过BDN片到 $z$ 时正常折射率引起的位相移位;第二项是染料片随光强变化的非线性折射率 $n_2 |I(z, t)|$ ,而引起的光脉冲位相的自调制;第三项是染料的可饱和吸收,引起折射率变化而产生的位相移位,此折射率可表示为

$$n_R(t) = \frac{\pi}{2} (\omega - \omega_0) \frac{c}{\omega_0} g(\omega) \alpha(t), \quad (13)$$

其中 $g(\omega)$ 为吸收谱线分布函数,它是洛伦兹型谱线函数,即

$$g(\omega) = 2 \times \left\{ \pi \Delta \omega \left[ 1 + \frac{4(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta \omega)^2} \right] \right\}^{-1}, \quad (14)$$

式中 $\omega_0$ 是BDN染料片吸收谱中心频率, $\Delta \omega$ 为其谱线宽度。式(14)说明 $n_R(t)$ 随粒子分布函数的不同而不同。

式(13)中 $\alpha(t)$ 表示 $t$ 时刻光吸收系数,它可表示为

$$\alpha(t) = \alpha_0 \exp\left(\frac{-\int_{-\infty}^t I(t') dt'}{e_s}\right), \quad (15)$$

式中 $\alpha_0$ 表示非饱和条件下吸收谱线中心频率 $\omega_0$ 处的光吸收系数, $e_s$ 表示饱和能流密度, $e_t = \int_{-\infty}^t I(t') dt'$ 表示 $t$ 时激光输入的能流密度。

把式(12)对时间微商,得到频率随时间的变化为

$$\omega(t) = \omega' - \omega_1(t) - \omega_2(t),$$

其中

$$\omega_1(t) = \frac{\omega' n_2}{c} \frac{d}{dt} \int_0^z I(z', t) dz', \quad (16)$$

$$\omega_2(t) = \frac{\omega'}{c} \frac{d}{dt} (n_R(t) z) = \frac{\omega'}{c} \frac{\pi}{2} (\omega - \omega_0) \frac{c}{\omega_0} g(\omega) \frac{d}{dt} (\phi(t) z),$$

其中  $\frac{d}{dt} [\alpha(t), z]$  为负值, 即  $-\left| \frac{d}{dt} [\alpha(t), z] \right|$ . 于是可得

$$\omega(t) = \omega' - \frac{\omega' n_2}{c} \frac{d}{dt} \int_0^z I(z', t) dz + \frac{\pi \omega' (\omega - \omega_0)}{2 \omega_0} g(\omega) \left| \frac{d}{dt} [\alpha(t), z] \right|. \quad (17)$$

式中第二项表示随光强变化的折射率引起的频率随时间变化, 按图 2 表示, 它具有正的调频; 第三项表示染料可饱和吸收的折射率引起的频率随时间变化, 其  $\omega > \omega_0$ , 具有负的调频 (其中  $\omega$  对应  $1.06 \mu\text{m}$ ,  $\omega_0$  对应  $1.1 \mu\text{m}$ ).

### 3 BDN染料片对CPM光脉冲宽度的影响

为了进一步明确BDN片对CPM光脉冲宽度的影响, 我们又做了一些实验, 改变激光器的条件使得得到不同的CPM脉冲宽度通过BDN染料片. 实验结果列于表 2.

表 2 CPM光通过BDN片后脉宽 ps 变化情况表

无 介 质	2 号片 ( $T_0 = 55.8\%$ )	3 号片 ( $T_0 = 42\%$ )
12.4	7.6	15.6
10.4	6.9	13.9
8.3	8.0	17.0

通过这些实验, 更明确了 10 ps 左右强光脉冲通过  $T_0 = 55.8\%$  的染料片时, 脉宽变窄, 而通过  $T_0 = 42\%$  的染料片时脉宽变宽. 这说明染料片不但会使强光脉冲有正的调频, 而且也有负的调频. 因为调频的光脉冲通过色散介质后, 会引起脉冲宽度的改变. 锁模激光脉冲是由许多纵模组成, 所以锁模激光脉冲在色散介质中传播是以群速来表示:

$$V_g = \frac{d\omega}{dk},$$

由于波矢量  $k = n(\omega) \frac{\omega}{c}$ , 于是可得

$$V_g = \frac{c}{n + \omega \left( \frac{dn}{d\omega} \right)}. \quad (18)$$

式(18)说明光脉冲在色散介质中传播时,其群速与折射率、载波频率及 $dn/d\omega$ 的大小有关。如果是正常色散,即 $dn/d\omega > 0$ ,群速比相速小,其频率越大,群速越小;反之,频率较小时,群速就较大。如果是异常色散,即 $dn/d\omega < 0$ ,群速比相速大,其频率越大,群速亦越大。应用这些关系可以解释薄的BDN片在小信号透过率大时,强光脉冲通过后脉宽变窄,而小信号透过率小时,脉宽变宽。

设输入光脉冲为高斯型,其脉宽为 $\tau\rho_1$ 并设BDN片厚度为 $L$ ,当光脉冲前沿波面进入BDN片后,以 $(V_g)_{\text{前沿}}$ 前进,相隔 $\tau\rho_1$ 时,脉冲后沿波面也进入染料片,并以 $(V_g)_{\text{后沿}}$ 速度前进。设透射光脉冲宽度为 $\tau\rho_2$ ,从式(17)已经知道,染料片有以下两种效应。

(1) 随光强变化的折射率引起频率随时间变化,具有正的调频,即脉冲前沿的频率较大,然后逐渐减小。脉冲后沿频率较小。由于频率大的群速小,频率小的群速大,这样脉冲前沿从染料片 $Z=0$ 到 $Z=L$ 的时间长,脉冲后沿从 $Z=0$ 到 $Z=L$ 的时间短,因此脉冲宽度从原来的 $\tau\rho_1$ 变为经过BDN片后的 $\tau\rho_2$ ,且有 $\tau\rho_2 = \tau\rho_1 - \Delta\tau$ 。其中

$$\Delta\tau = \frac{L}{(V_g)_{\text{前沿}}} - \frac{L}{(V_g)_{\text{后沿}}} \quad (19)$$

也就是说,脉冲宽度窄了 $\Delta\tau$ 。

(2) 随染料的可饱和吸收引起的折射率变化,它使光脉冲具有负的调频。脉冲前沿的频率小,脉冲后沿的频率大,即前沿波面的群速大,从染料片的 $Z=0$ 到 $Z=L$ 的时间短,后沿波面的群速小,从染料片 $Z=0$ 到 $Z=L$ 的时间长,那么脉冲宽度从原来的 $\tau\rho_1$ 变为经过染料片后的 $\tau\rho_2$ , $\tau\rho_2 > \tau\rho_1$ ,即脉宽增宽为 $\Delta\tau = \tau\rho_2 - \tau\rho_1$ 。由于 $Z$ 较小,所以在实验中可认为:根据式(17),当染料片的小信号透过率低时,CPM光被吸收较多,在染料片内的 $I$ 就变小,第二项就小(即正调频小)。第三项主要是由吸收引起,透过率低,CPM光被吸收大,第三项就大(即负调频大)。这样负调频将超过正调频。同样道理,当染料片的小信号透过率高时,染料片所起的作用是正调频超过负调频。这正好解释了染料片小信号透过率较低时,PS光脉冲通过后使脉宽变宽,而小信号透过率高时,PS光脉冲通过后使脉宽变窄。这种理论定性解释与实验相符。

#### 4 讨论与结论

本文的理论探讨,未考虑BDN染料片的双光子吸收和色散介质的自聚焦效应是合理的。这是根据前者在能量透过率实验中影响甚小,后者则因BDN片很薄,不会在片内聚焦。因此,提出了染料片对光脉冲的影响,主要由随光强变化的折射率和染料的可饱和吸收的折射率决定。前者(对一定能量的脉冲)具有正的调频,使在色散介质中传播的光脉冲脉宽变窄;后者则具有负的调频,使在色散介质中传播的光脉冲脉宽变宽。在小信号透过率较大时,前者效应强,所以通过染料片的光脉冲脉宽变窄。而在小信号透过率较小时,后者效应强,通过染料片的光脉冲脉宽变宽。小信号透过率越小,脉宽增宽越大,这和实验结果相符合。故反过来对BDN染料片和10PS左右光脉冲的相互作用的机理有较合理的理解。

## 参 考 文 献

- [1] Hercher M. , Chu W. , and Stockman, D. L. , *IEEE J. Quant. Electron*, QE-4 (1968), 954.
- [2] Magde, D. , Bushaw, B. A. and Windsor, M. W. , *Chem. Phys. Lett.* , 28 (1974), 263.
- [3] Greenhow, R. C. and Street, A. J. , *IEEE J. Quant. Electron* , QE-11 (1975) 59.
- [4] Eason, R. W. Greenhow, R. C. and Goodall, D. M. , *Opt. Commun.* , 32, 1 (1980) 113.
- [5] Weber, H. , *Short and Ultrashort Laser Pulse (Lecture note)* , (1984).
- [6] Krause, W. , *Opt. Commun.* , 48 (1983) , 47,
- [7] 林星、张文珍、吴逢铁等 超短光脉冲通过着色LIF晶体的特性研究, 物理学报, 36, 1 (1987), 89.
- [8] Yariv, A. , Yeh, P. , *Optical Waves in Crystal, Chapter 1* , 2 , 8 , (1984).
- [9] Rudolph, W. and Wilhelmi, B. , *Opt. Commun.* , 49 (1984) , 371 .

## A Study of the Feature of a CPM Light Pulse Passing through BDN Dye Film

Lin Xing    Zhang Wenzhen    Wu Fengtie    Zhang Weibin    Wang Jiaxian

(Department of Electric Technics)

**Abstract** The influence of BDN dye film on the pulse width of a CPM light was investigated. The variation of the transmissivity of BDN dye films were compared. It was found that CPM light pulse shortened or widened after the light pulse passed through BDN dye film. The phenomena are explained theoretically.

**Key words** optical pulse generator, pulse width, transmissivity, BDN dye film