

## 络合物型非线性光学新晶体——二氯二硫脲合镉 (BTCC)

邢光彩 蒋民华 邵宗书 许东

(山东大学晶体材料研究所)

**提要:** 本文从“无机畸变多面体与不对称共轭有机分子相结合”的基本设想出发,首次报道了对金属有机络合物型非线性光学材料的初步探索结果;并对其中有代表性的材料——二氯二硫脲合镉 (BTCC) 晶体的生长及其线性与非线性光学性能进行了比较全面的研究。结果表明,金属有机络合物是一类潜在的、有发展前途的非线性光学材料。

### Bis-thiourea cadmium chloride (BTCC) — A novel nonlinear optical crystal of organometallic complex

Xing Guangcai, Jiang Minhua, Shao Zongshu, Xu Dong

(Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan)

**Abstract:** According to the idea of “combining the inorganic distorted polyhedron with asymmetric conjugate organic molecules”, preliminary exploratory results of nonlinear optical material of organometallic complex are reported for the first time. Comprehensive study was carried out on the growth and the linear and nonlinear optical properties of the typical material — bis-thiourea cadmium chloride (BTCC). The results show that the organometallic complex is a category of promising nonlinear optical material.

### 一、引言

近几年来,人们在探索新型非线性光学材料的工作中,对无机畸变多面体及共轭有机分子体系进行了广泛深入的研究,初步掌握了一些非线性效应与结构及结构基元之间关系的规律,产生了有机材料探索中的“分子工程学”法,即以具有较大非线性极化率  $\beta$  的共轭有机分子基团构成晶体,使晶体的非线性光学性质最优,此种方法的有效性已为

MAP<sup>[1]</sup>、MNA<sup>[2]</sup>等晶体所证实。但是,至今的材料探索,有机晶体和无机晶体的研究工作还是分别进行的。而且,由于晶体结构的局限性,使得分子工程学法在应用上受到了一定的限制。

最近,我们基于将“无机畸变多面体与不对称共轭有机分子基团相结合”的设想,对金属有机络合物的非线性光学效应进行了一系列的探索,发现“金属有机络合物”是一类潜在的、有发展前途的非线性光学材料。这一

收稿日期: 1986年3月17日。

设想是将具有一定极性或者非极性极化率的有机分子与金属离子进行络合, 形成以这种有机分子为配位基团的络合物型非线性光学材料, 从而取得对晶体非线性效应更为有利的结构。这种方法在某种程度上解决了分子工程学法在应用中所遇到的困难。络合物材料, 由于配位数和配位体的变化而产生结构的多样性, 使得那些分子非线性极化率很高, 但因晶体结构的限制而不具有非线性光学效应的有机材料, 在形成络合物后, 有希望于某种结构中产生出较高的非线性效应。根据这一设想, 我们对硫脲过渡元素络合物的非线性光学效应用粉末筛选法<sup>[4]</sup>进行了研究。找到了一些具有较高非线性效应的材料; 并且生长出一种新型非线性光学晶体——二氯二硫脲合镉(BTCC)。研究了它的线性以及非线性光学性质。BTCC 晶体材料的发现, 不仅是展现了一种新的非线性光学晶体, 更重要的是为开发“金属有机络合物”这一新的, 具有潜在应用前景的非线性光学材料系列, 提供了一个可喜的信息和有利的例证。

## 二、硫脲络合物晶体的粉末筛选

我们用粉末筛选方法对硫脲及硫脲过渡元素部分络合物的非线性光学效应进行了粉末 SHG 分析。表 1 是用我们所建立的粉末测试系统<sup>[3]</sup>对部分硫脲镉离子络合物的测试结果。其中  $\text{SiO}_2$ 、KDP、KTP 是作为标准样品供比较用的。从表中看出, 虽然硫脲晶体不存在非线性效应, 但在同含硫脲分子, 只是配位数或者其他配位基团不同的络合物中, 如 2Cl5 号和 2ICl1B 号样品的粉末倍频效应却非常高, 分别是  $\text{SiO}_2$  的 110 倍和 600 倍, 后一种甚至高于目前的全能倍频晶体 KTP。这一结果证明, 我们将无机畸变多面体与不对称共轭有机分子结合起来的设想是可行的。表中 2Cl5 号样品即是 BTCC 晶体, 其 SHG 效应可与尿素晶体相比, 并且具有一些尿素

表 1

材 料	制 备 原 料	粉末粒度 ( $\mu\text{m}$ )	$I^{2\omega}/I_{\text{SiO}_2}^{2\omega}$
$\text{SiO}_2$		75-150	1
KDP		75-150	12
KTP		75-150	500
2I6	$\text{CdI}_2 + \text{TU}$	75-150	0.2
2HCOO8	$\text{Cd}(\text{HCOO})_2 + \text{TU}$	未筛选	0.4
2Cl5	$\text{CdCl}_2 + \text{TU}$	75-150	110
2ICl1B	$\text{CdCl}_2 + \text{CdI}_2 + \text{TU}$	75-150	600
2ICl3T	$\text{CdCl}_2 + \text{CdI}_2 + \text{TU}$	75-150	1
2Br3	$\text{CdBr}_2 + \text{TU}$	75-150	0.5
TU		75-150	0

注: TU 代表硫脲。

晶体所不具备的良好性能。

为了解中心离子对络合物晶体材料非线性性能的影响, 我们选取硫脲与过渡元素形成的六配位络合物进行了粉末 SHG 测量, 其结果见表 2。表中第一栏只列出了络合物的中心二价金属离子, 它们的络离子形式为  $\text{Me}[(\text{TU})_4\text{Cl}_2]$  (Me 代表金属离子, TU 代表硫脲), 且都具有 I4 晶体结构<sup>[5,6]</sup>, 从测试结果看出, 虽然这些材料具有不同的中心离子, 但它们的 SHG 效应却非常接近。这表明: 在

表 2

中心离子	结 构	粒度 ( $\mu\text{m}$ )	$I^{2\omega}/I_{\text{SiO}_2}^{2\omega}$
$\text{Mn}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.3
$\text{Fe}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.4
$\text{Co}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.4
$\text{Ni}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.5
$\text{Cu}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.3
$\text{Zn}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.2
$\text{Cd}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.3
$\text{Hg}^{++}$	$\bar{4}$	75-150	0.4
$\text{SiO}_2$	32	75-150	1

表中络合物分子形式为  $\text{Me}[(\text{TU})_4\text{Cl}_2]$ , Me 代表二价金属离子, TU 代表硫脲。

探索络合物型非线性光学材料的过程中,通过变换中心离子来提高晶体的非线性系数,将不会有明显的效果。除非此时形成了不同的结构,然而却可利用不同中心离子在电子结构、离子半径、络合能力等方面的差异,来改变络合物晶体的其他性能,如透光特性、硬度、熔点、溶解度等。因此,中心离子在络合物材料改性方面仍然是有作用的。

### 三、BTCC 晶体的生长与一般性质

根据粉末测试结果,我们选择了二氯二硫脲合镉(化学式  $\text{Cd}[\text{SC}(\text{NH}_2)_2]_2\text{Cl}_2$ ,简称 BTCC)晶体进行了较深入的研究。BTCC 是一种水溶性晶体,由氯化镉与硫脲在水中直接反应制得。在 pH 1~3 之间采用水溶液生长法,即可得到透明的 BTCC 单晶,图 1 是单晶体的照片。



图 1 BTCC 单晶体

BTCC 晶体在水中的溶解度很低,常温下只有 3 克左右。图 2 是用光学效应法<sup>[7]</sup>测得的溶解度曲线。在乙醇、苯、三氯甲烷等有

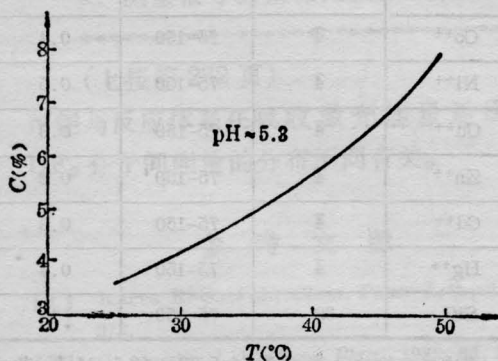


图 2 BTCC 晶体的溶解度曲线

机溶剂中, BTCC 晶体都是不溶的。

BTCC 晶体不易潮解,且具有较好的稳定性。差热分析表明:分解温度为  $185^\circ\text{C}$ ,在此温度以下不发生相变。

BTCC 晶体的结构<sup>[8]</sup>属正交晶系,  $\text{C}_{2v}$ - $\text{mm}2$  晶类,空间群  $P_{m2,n}$ ,晶胞参数  $a=13.07$ ,  $b=6.48$ ,  $c=5.80$ 。BTCC 分子形成配位四面体结构,两个硫脲分子与两个氯原子各占据四面体一隅(参见图 3)。在晶体中,配位四面体发生了畸变。从图中看出,  $\text{S}-\text{Cd}-\text{S}$  键角为  $129^\circ$ ,而  $\text{Cl}-\text{Cd}-\text{Cl}$  键角只有  $103^\circ$ ,二者相差  $26^\circ$ 。

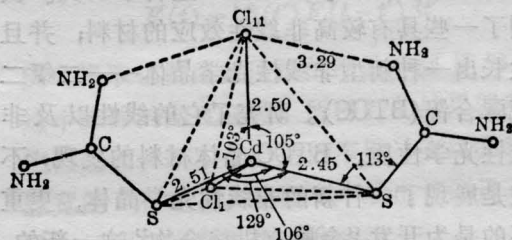


图 3 BTCC 分子配位结构

BTCC 晶体是热释电晶体,  $b$  轴(即二次轴)是其极轴,在晶体结构中,硫脲分子偶极矩在  $b$  方向的投影不为零,即在二次轴方向存在自发极化。常温下,其热释电系数约为  $0.2 \times 10^{-8} \text{ c/cm}^2 \cdot \text{K}$ 。

### 四、线性光学性质

我们使用日立-340 型分光光度计在  $190 \sim 2600 \text{ nm}$  波长范围内测量了 BTCC 晶体的透光波段,通光方向  $[010]$ ,晶片厚度  $1.5 \text{ mm}$ ,测得的透光率曲线见图 4。在近紫外和可见区, BTCC 晶体具有较好的透光性,10% 以上的透光波段为  $290 \sim 1500 \text{ nm}$ ,紫外截止波长为  $285 \text{ nm}$ 。

利用 V 形棱镜折射仪,在可见波长范围内测量了 BTCC 晶体的三个主折射率  $n_a$ 、 $n_b$ 、 $n_c$ 。结果列于表 3。图 5 是根据表 3 绘制的主折射率色散曲线,可以看出,在所有的频率



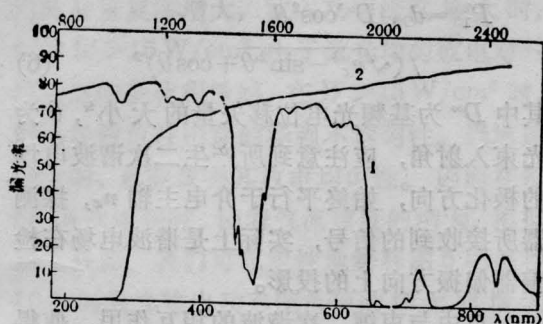


图4 BTCC晶体的透光率

曲线1—800~2600 nm; 2—190~850 nm

下都为  $n_a > n_c > n_b$ 。按习惯记法,  $n_a = n_z$ ,  $n_b = n_x$ ,  $n_c = n_y$ 。

表3 BTCC晶体的主折射率

波长 (nm)	$n_x$	$n_y$	$n_z$
706.5	1.6239	1.8113	1.8863
656.3	1.6240	1.8135	1.8895
589.3	1.6300	1.8230	1.9013
546.1	1.6353	1.8314	1.9123
486.1	1.6451	1.8476	1.9324
435.8	1.6578	1.8684	1.9590
404.7	1.6724	1.8829	1.9740

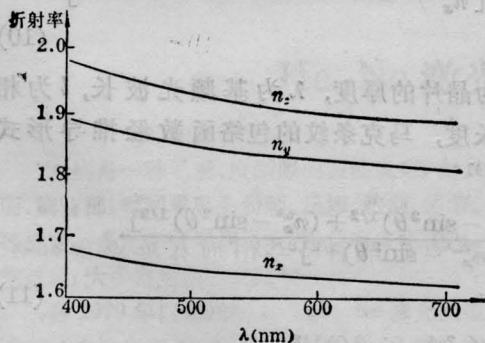


图5 BTCC晶体主折射率色散曲线

为了推求 0.532 nm (YAG: Nd<sup>3+</sup> 激光器的倍频波长) 处 BTCC 晶体的主折射率, 我们用最小二乘法程序, 以计算机拟合如下色散公式<sup>[9]</sup>

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B_1}{(\lambda^2 - B_2)} - \frac{C_1}{(C_2 - \lambda^2)} \quad (1)$$

表4 色散公式系数拟合值

	A	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>
$n_x$	2.592150	0.029234	0.032368	10.0020	400
$n_y$	3.200807	0.046241	0.040046	9.9008	400
$n_z$	3.410764	0.078440	0.011303	9.8906	400

中的五个系数, 结果见表4。计算出 0.532 nm 处 BTCC 晶体的主折射率为  $n_x = 1.6382$ ,  $n_y = 1.8347$ ,  $n_z = 1.9173$ 。

由于主轴折射率满足关系  $(n_z - n_y) < (n_y - n_x)$ , 故 BTCC 晶体是负光性的。x 轴是光轴角的锐角等分线。波长变化时, 虽然折射率主轴的方位不变, 但光轴角却要发生色散, 利用公式<sup>[10]</sup>

$$\tan \Omega_{\text{光}} = \frac{n_x}{n_y} \sqrt{\frac{n_z^2 - n_x^2}{n_y^2 - n_x^2}} \quad (2)$$

计算出波长降低时,  $\Omega_{\text{光}}$  逐渐变大。

## 五、马克条纹方法

对  $mm2$  晶类, 非线性系数张量中有五个非零分量<sup>[11]</sup>, 由于  $n_x$  与 a 轴方向一致, 故 BTCC 晶体非线性系数张量的形式为

$$d_{ijk} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{26} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{35} & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

根据 Kleinman 对称关系<sup>[12]</sup>,  $d_{35} = d_{13}$ ,  $d_{26} = d_{12}$ 。

我们采用马克条纹方法<sup>[13]</sup>测量了 BTCC 晶体的非线性系数。激光源采用 YAG: Nd<sup>3+</sup> 声光调 Q 单横模连续激光器, 输出波长 1.064 μm, 连续输出功率约 1~2 W, 调制频率 4000 Hz, 光束直径约 1.5 mm, 二次谐波探测部分采用线性、高灵敏度光电倍增管和 M162、M165、Boxcar 门控积分器, 信号经放大后送入函数记录仪记录。

图6是测试所用晶体的取向和构形图。图中  $\omega$  与  $2\omega$  分别为起偏器和检偏器的偏振方向, 三晶片的厚度测量值分别为 1.24 mm、

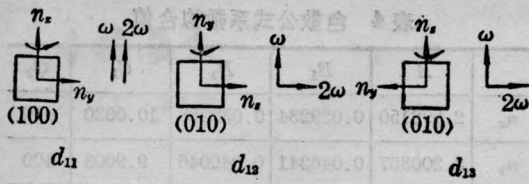


图6 马克条纹测试构形图

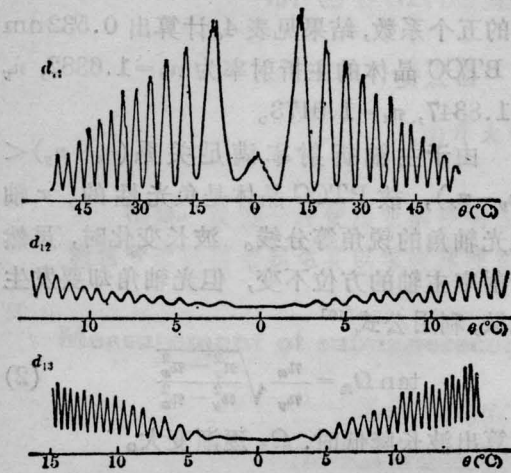


图7 BTCC晶体的马克条纹

1.91 mm 和 1.92 mm。图7是测得的马克条纹。其中  $d_{11}$  是第一种条纹， $d_{12}$  和  $d_{13}$  都是第二种条纹<sup>[14]</sup>。

按图6的测试构形，其非线性极化应取如下形式

$$P_{11}^{2\omega} = d_{11} 4D^{\omega^2} \cos^2 \theta / (\sqrt{n_x^{\omega^2} - \sin^2 \theta} + \cos \theta)^2 \quad (4)$$

$$P_{12}^{2\omega} = d_{12} 4D^{\omega^2} \cos^2 \theta / (\sqrt{n_y^{\omega^2} - \sin^2 \theta} + \cos \theta)^2 \quad (5)$$

$$I_{11}^{2\omega} = \frac{C}{8\pi} \cdot \frac{16\pi^2 |P_{11}^{2\omega}|^2}{(n_x^{2\omega^2} - n_x^{\omega^2})^2} \cdot \frac{8(n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} [(n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} + (n_x^{\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}]}{[\cos \theta + (n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}]^3} \times [(n_x^{\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} + \cos \theta] \quad (11)$$

$$I_{12}^{2\omega} = \frac{C}{8\pi} \cdot \frac{16\pi^2 |P_{12}^{2\omega}|^2 8n_z^{\omega^2} n_x^{2\omega} (n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}}{[n_x^{2\omega^2} (n_z^{2\omega^2} - n_y^{\omega^2}) + (n_x^{2\omega^2} - n_z^{\omega^2}) \cdot \sin^2 \theta]^2 \times [(n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} + n_z^{2\omega} n_x^{2\omega} \cos \theta]^3} \times [n_z^{2\omega^2} \cos \theta + (n_y^{\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}] \cdot \sin^2 \theta \quad (12)$$

$$I_{13}^{2\omega} = \frac{C}{8\pi} \cdot \frac{16\pi^2 |P_{13}^{2\omega}|^2 8n_y^{\omega^2} n_x^{2\omega} (n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} \cdot [n_y^{2\omega} (n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} + n_x^{2\omega} (n_z^{\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}]}{[n_x^{2\omega^2} (n_y^{2\omega^2} - n_z^{\omega^2}) + (n_x^{2\omega^2} - n_y^{\omega^2}) \cdot \sin^2 \theta]^2 \times [(n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2} + n_y^{2\omega} n_x^{2\omega} \cos \theta]^3} \times [n_y^{2\omega^2} \cos \theta + (n_z^{\omega^2} - \sin^2 \theta)^{1/2}] \cdot \sin^2 \theta \quad (13)$$

$$P_{13}^{2\omega} = d_{13} 4D^{\omega^2} \cos^2 \theta / (\sqrt{n_z^{\omega^2} - \sin^2 \theta} + \cos \theta)^2 \quad (6)$$

其中  $D^{\omega}$  为基频光电位移矢量的大小<sup>\*</sup>， $\theta$  为光束入射角，应注意到所产生二次谐波电场的极化方向，始终平行于介电主轴  $n_x$ ，探测器所接收到的信号，实际上是谐波电场在检偏器偏振方向上的投影。

自由与束缚二次谐波的相互作用，使得谐波的输出强度包含有振荡因子  $\sin^2 \psi$ ，其中  $\psi$  取如下形式

$$\psi(\theta) = \frac{\pi}{2} \frac{L}{l(\theta)} \quad (7)$$

$$l_{11}(\theta) = \frac{\lambda}{4} \times [\sqrt{n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta} - \sqrt{n_x^{\omega^2} - \sin^2 \theta}]^{-1} \quad (8)$$

$$l_{12}(\theta) = \frac{\lambda}{4} \times \left[ \frac{n_z^{2\omega}}{n_x^{2\omega}} \sqrt{n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta} - \sqrt{n_y^{\omega^2} - \sin^2 \theta} \right]^{-1} \quad (9)$$

$$l_{13}(\theta) = \frac{\lambda}{4} \times \left[ \frac{n_y^{2\omega}}{n_x^{2\omega}} \sqrt{n_x^{2\omega^2} - \sin^2 \theta} - \sqrt{n_z^{\omega^2} - \sin^2 \theta} \right]^{-1} \quad (10)$$

$L$  为晶片的厚度， $\lambda$  为基频光波长， $l$  为相干长度，马克条纹的包络函数经推导形式为<sup>[14]</sup>

\* 在双轴晶中  $D$  与  $E$  之间的方向差别不可忽略，故与 Jerphagnon 和 Kurtz<sup>[13]</sup> 的方法不同，这里采用  $D$  而不是  $E$  来推导二次谐波的强度。

公式(12)、(13)中含有因子  $\sin^2\theta$ , 此项的存在造成  $d_{12}$ 、 $d_{13}$  的测试成为第二种马克条纹(参见图7)。

以上马克条纹的数据处理过程是以计算机最小二乘程序拟合相干长度。拟合参数取基频光折射率  $n^\omega$ , 晶片厚度  $L$  和极小值序数  $m$ 。从结果看, 极小值位置的拟合精度很高, 角度差别都小于  $0.1^\circ$ 。由拟合得到的精确的基频光折射率为  $n_x^\omega=1.6097$ ,  $n_y^\omega=1.7902$ ,  $n_z^\omega=1.8600$ 。测量中以 KDP 晶体为标准比较样品, 通过对马克条纹的强度分析得出, BTCC 晶体的非线性系数为

$$\begin{aligned} d_{11}^r &= 2.75 \pm 0.55 & d_{11} &= 4.4 \times 10^{-9} \text{ esu} \\ d_{12}^r &= 0.2 \pm 0.1 & d_{12} &= 0.3 \times 10^{-9} \text{ esu} \\ d_{13}^r &= 2.7 \pm 0.7 & d_{13} &= 4.3 \times 10^{-9} \text{ esu} \\ d_{35} &= d_{13}, & d_{26} &= d_{12} \end{aligned}$$

其中  $d_{ij}^r = d_{ij}/d_{36}^{\text{KDP}}$ , 分析过程中, 曾考虑了晶片的透过率修正以及激光偏振修正。

## 六、位相匹配特征

根据折射率拟合及马克条纹拟合得到的  $0.532 \mu\text{m}$  和  $1.064 \mu\text{m}$  波长的主轴折射率数值, 以计算机求解超越方程

$$\frac{K_x^2}{(n^2 - n_x^2)} + \frac{K_y^2}{(n^2 - n_y^2)} + \frac{K_z^2}{(n^2 - n_z^2)} = 0 \quad (14)$$

计算了 BTCC 晶体的 I 类和 II 类倍频位相匹配曲面, 图 8 是其极射赤平投影图, 属 Hobden<sup>[15]</sup> 13 种拓扑图形的第三种。图中曲线标号 I、II 分别表示 I 类和 II 类位相匹配曲面, 曲线旁的黑点是位相匹配角的实测位置, 它们与计算值之差都在两度以内。说明折射率的测量与拟合是比较准确的。

我们采用直接求解波动方程的方法<sup>[16]</sup>, 对匹配曲面上各点的有效非线性系数进行了计算; 公式采用

$$d_{eff}^I = a_i d_{ijk} a_j a_k \quad (15)$$

$$d_{eff}^{II} = a_i d_{ijk} m_j m_k \quad (16)$$

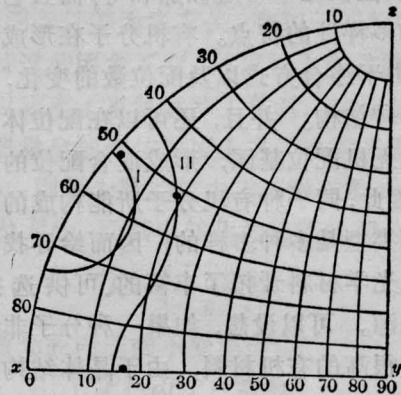


图 8 BTCC 晶体 PM 轨迹极射投影图

其中  $d_{ijk}$  为非线性系数张量,  $a_i$  为倍频光电矢量的方向余弦,  $a_j a_k$ 、 $m_j m_k$  为基频光电矢量的方向余弦, 可直接从方程

$$n_i^2 E_i = n^2 [E_i - K_i (\mathbf{E} \cdot \mathbf{K})] \quad (17)$$

$(i = x, y, z, )$

中解得。计算出的  $d_{eff}$  随角度  $\theta$  的变化曲线示于图 9 中, 图中可见, 最高的  $d_{eff}$  出现在 I 类匹配曲面中的  $\theta = 65.2^\circ$  ( $\phi = 10.1^\circ$ ) 处, 其值约为  $1.65 \times 10^{-9} \text{ esu}$ 。

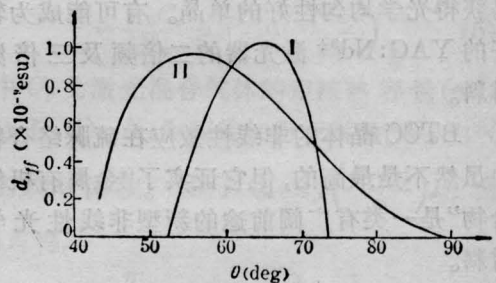


图 9 BTCC 晶体的有效非线性系数

## 七、结 论

上述探索工作表明:“无机畸变多面体与不对称共轭有机分子相结合”的设想是比较成功的, 它导致了“金属有机络合物”进入非线性光学材料的行列和新型非线性晶体 BTCC 的出现。

金属有机络合物不但保持了许多有机晶体共有的特性, 如分子极性大, 各向异性强



烈,非线性极化率可近似加和等,而且它还具有结构多样性的特点。有机分子在形成络合物时,由于络合方式以及配位数的变化,可以形成多种结构。并且,还可以在配位体中加入其它无机配位基团,形成混合配位的新的结构,因此,同一种有机分子所能构成的晶体结构的类型是多种多样的,因而给寻找新的非线性光学材料开拓了丰富的、可供选择的材料来源。可以设想,如果一种分子非线性极化率很高的有机材料,由于晶体结构的限制,使它没有希望成为非线性晶体的话,那么,让这种分子与金属离子形成络合物,将可能成为有希望的非线性材料,硫脲络合物就提供了这样的例证。另外,络离子中其它配位体的加入,将增加络合物多面体本身的空间不对称性,使结构发生畸变,增强晶体的非线性效应。

BTCC 晶体是根据上述思想探索到的第一个非线性晶体材料。它具有高于KDP 2.75 倍的非线性系数。优良的抗潮解能力,以及较宽的透光波段,而且生长工艺简单,较易获得光学均匀性好的单晶。有可能成为较好的YAG:Nd<sup>3+</sup> 激光器的二倍频及三倍频材料。

BTCC 晶体的非线性效应在硫脲络合物中虽然不是最高的,但它证实了“金属有机络合物”是一类有广阔前途的新型非线性光学材料。

## 参 考 文 献

- [1] J. L. Oudar, R. Hierle; *J. APPL. Phys.*, 1977, **48**, 2699.
- [2] B. F. Levine et al.; *J. Appl. Phys.*, 1977, **50**, 2523.
- [3] 邵宗书等;“粉末倍频效应——一种探索非线性光学晶体材料的有效方法”,《山东大学学报》(增刊), 1986.
- [4] S. K. Kurtz, T. T. Perry; *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 3798.
- [5] M. Nardell; *Gazz. Chem.*, 1959, **89**, 1616.
- [6] L. Cavalca, M. Nardell; *Gazz. Chem.*, 1956, **86**, 942.
- [7] 张克从,张乐惠;“晶体生长”,科学出版社,1980, p. 178.
- [8] M. Nardell, L. Cavalca; *Gazz. Chem.*, 1957, **87**, 137.
- [9] 蒋民华;“晶体物理”,山东科学出版社,1980, p. 250.
- [10] 蒋民华;“晶体物理”,山东科学出版社,1980, p. 238.
- [11] P. N. Butcher; “Nonlinear Optical Phenomena”, Ohio State University, 1968, Columbus.
- [12] D. A. Kleiman; *Phys. Rev.*, 1962, **126**, 1977.
- [13] J. Jerphagnon, S. K. Kurzs; *J. Appl. Phys.*, 1970, **41**, 1667.
- [14] P. S. Bechthold; “Quantitative Interpretation der Maker-Interferenzen bei Frequenzverdopplung in Optisch Zweiachsigen Kristallen”, Koln, 1976, 30.
- [15] M. V. Hooden; *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**, 4365.
- [16] Yao Jian-quan, T. S. Fahlen; *J. Tianjin Univ.*, 1983, No. 1, 97.

## 中国光学学会召开激光大气传输和工程应用专题讨论会

中国光学学会于1986年12月22日至25日在成都电讯工程学院科技交流中心召开“激光大气传输和工程应用”专题讨论会。22所高校、研究所的专家教授50余人出席了这次讨论会。会议着重讨论两方面的问题:(1)高功率激光束在大气传播过程中所出现的大气击穿、热晕、等离子体等现象,这些现象在以往弱光传输中是不出现的;(2)利用位相

共轭补偿激光在大气中传输过程中所受到的畸变。与会专家还就结合国民经济发展的需要,今后应该着重开展的研究课题进行了热烈的讨论,并酝酿成立激光大气传输专业委员会。

(纪 钟)