

# 高重复频率 Nd:YAG 锁模 激光器及其热稳腔分析

何慧娟 陆国贤 李永春 顾圣如 钱林兴 赵隆兴

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 本文报导高重复频率 Nd:YAG 锁模激光器。研究了腔内光泵感生的热透镜效应,分析了热稳腔的条件。设计了两种热稳腔结构,并给出实验结果。激光器最高工作频率为 30 脉冲/秒,输出模式是  $TEM_{00}$  模,序列能量~10 毫焦耳,方向性~0.5 毫弧度,最窄脉宽 21 微微秒。

## A high repetition rate mode-locked Nd:YAG laser and analysis on its thermally stable resonator

He Huijuan, Lu Guoxian, Li Yongchun, Gu Shengru, Qian Linxing, Zhao Longxing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** A high repetition rate mode-locked Nd:YAG laser is reported. Pumping induced thermal lens effect in resonator is studied and the conditions for thermally stable resonator is analyzed.

Two configurations of thermally stable resonators have been designed and the experimental results given. The maximum repetition rate of laser is 30pps ( $TEM_{00}$  mode), the energy of envelope is about 10mj, the divergence of beam is about 0.5mr and the minimum pulse width (FWHM) is 21ps.

### 一、概 述

锁模激光器运转在高重复频率时,为获得良好的稳定性,必须考虑腔内光泵感生的介质热效应。J. Steffen<sup>[1]</sup>等人对热稳腔已作了分析,他们着重于解决  $G_1 G_2 = \frac{1}{2}$  的特殊情况。本文为适用于锁模激光器,腔内插入声光调制器,着重于分析  $\alpha \neq 0$  ( $a \neq 0$ ) 的普遍情况。

我们选取两种腔结构,一种是  $\alpha = \frac{1}{4}$  条

件下的热稳腔,声光调制器置于输出镜一端;另一种是  $\alpha = 0$  条件下的热稳腔,声光调制器置于后腔镜一端。给出了在两种情况下的动态稳定图和  $W_1 \sim f$ ,  $W_2 \sim f$  的曲线。并用高速时间测量装置分别记录了被动锁模和主动锁模时的脉冲宽度。

### 二、含有热透镜谐振腔的热稳定性

腔内含有薄热透镜的等效谐振腔可引入  $G$  参数表示式<sup>[2]</sup>:

收稿日期: 1982 年 11 月 3 日。

$$G_1 = 1 - \frac{L}{R_1} - \frac{b}{f}$$

$$G_2 = 1 - \frac{L}{R_2} - \frac{a}{f} \quad (1)$$

$$L = a + b - \frac{ab}{f}$$

其中  $f$  是内透镜焦距,  $a$ 、 $b$  分别是输出镜和后腔镜到内透镜的距离,  $R_1$ 、 $R_2$  分别是输出镜和后腔镜的曲率半径,  $L$  是等效腔长。在腔镜上的光斑尺寸是:

$$W_1^2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right) \left[\frac{G_2}{G_1(1-G_1G_2)}\right]^{1/2} \quad (2)$$

$$W_2^2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right) \left[\frac{G_1}{G_2(1-G_1G_2)}\right]^{1/2} \quad (3)$$

由于氙灯光泵在激光棒中感生一个径向温度梯度, 它等效于一个热感生透镜, 热透镜焦距反比于输入功率  $P$ :

$$\frac{df}{f} = -\frac{dP}{P} \quad (4)$$

当焦距比腔长长得多时, 这个等效热透镜可近似地看成一个薄透镜。设  $W_1$  是输出镜上的光斑尺寸, 对腔内热透镜焦距不灵敏的扰动条件可表示为:

$$\frac{dW_1}{df} = 0 \quad (5)$$

$$\text{而} \left[ \frac{dW_1}{W_1} \right] / \left[ \frac{df}{f} \right]$$

$$= \frac{b^2}{4fL} \frac{2G_2 - \frac{1}{G_1} + \frac{1}{G_2} \left(\frac{a}{b}\right)^2 + 2\left(\frac{a}{b}\right)}{(1-G_1G_2)} \quad (6)$$

所以, 满足式(5)的条件是:

$$\frac{1}{G_1} = 2G_2 + \frac{1}{G_2} \left(\frac{a}{b}\right)^2 + 2\left(\frac{a}{b}\right) \quad (7)$$

(1) 当  $a=0$  时, 即棒靠近输出镜, 在此特殊情况下:

$$G_1G_2 = \frac{1}{2} \quad (10)$$

$$W_3 = W_1 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} \sqrt{2G_2} \quad (11)$$

在后腔镜上的光斑尺寸:

$$W_2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{G_2}} \quad (12)$$

这时式(1)具有以下形式:

$$G_1 = 1 - \frac{L}{f} - \frac{L}{R_1}$$

$$G_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad (13)$$

$L = L_p$ ,  $L_p$  是实际腔长,  $L$  是等效腔长。通常我们采用平镜作为输出镜, 即  $R_1 = \infty$ , 于是:

$$G_1 = 1 - \frac{L_p}{f}, \quad G_2 = 1 - \frac{L_p}{R_2} \quad (14)$$

在  $G_1G_2 = \frac{1}{2}$  的条件下:

$$G_2 = \frac{1}{2\left(1 - \frac{L_p}{f}\right)} \quad (15)$$

$$R_2 = -\frac{2L_p\left(1 - \frac{L_p}{f}\right)}{1 - \frac{2L_p}{f}} \quad (16)$$

$$W_3 = W_1 = \left[\frac{\lambda L_p}{\pi\left(1 - \frac{L_p}{f}\right)}\right]^{1/2} \quad (17)$$

$$W_2 = \left(\frac{2\lambda L_p}{\pi}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{L_p}{f}\right)^{1/2} \quad (18)$$

(2) 当  $a \neq 0$  时, 这是更普遍的情况, 尤其是在锁模激光器的谐振腔内, 往往要插入锁模元件, 因而研究这种情况是十分必要的。

引入参数  $\alpha$ ,  $\alpha = a/b$ , 其中  $a$ 、 $b$  分别是输出镜和后腔镜到内透镜的距离, 这样, 式(7)就可写成:

$$G_1 = \frac{G_2}{2G_2^2 + 2\alpha G_2 + \alpha^2} \quad (19)$$

利用式(19)可得出光斑尺寸表达式:

$$W_3^2 = \left(\frac{\lambda L_p^2}{\pi L}\right) \frac{[2G_2^2 + 3\alpha G_2 + \alpha^2]^2}{(1+\alpha^2)(G_2+\alpha)[2G_2+2\alpha G_2+\alpha^2]} \quad (20)$$

$$W_1^2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right) \frac{2G_2^2 + 2\alpha G_2 + \alpha^2}{G_2 + \alpha} \quad (21)$$

$$W_2^2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right) \frac{1}{G_2 + \alpha} \quad (22)$$

其中  $L_p = a + b$  是实际腔长。

当  $\alpha$  等于不同值时, 式(19)给出  $G_1G_2$  稳

定图中的一组曲线,图1是 $\alpha=0、1/3、1、3/1$ 的热稳曲线。

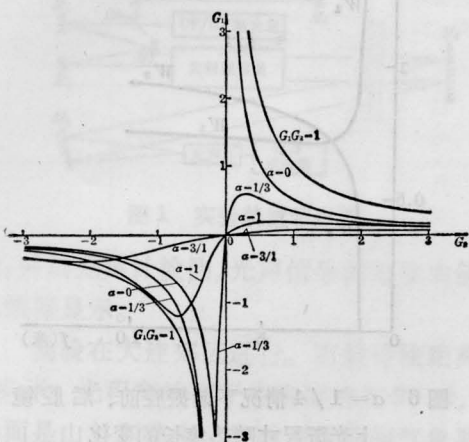


图1 热稳腔 $G$ 因子曲线,参数 $\alpha = \frac{a}{b}$

因而可以根据实际腔内元件的排布,得到 $\alpha$ 值,并根据泵浦功率,在图1中选取 $G$ 因子,使谐振腔的参数趋于热稳曲线上。

图2、图3、图4分别给出了 $W_1、W_2、W_3$ 的曲线,这些曲线已符合热稳条件,使其对激光棒的热透镜起伏最不灵敏。图中都使用了

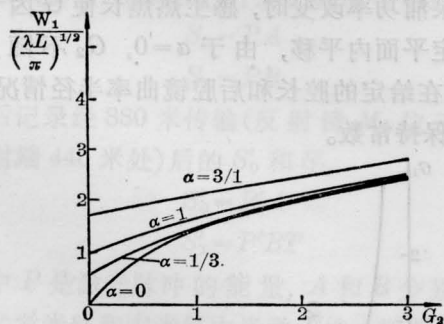


图2 热稳腔输出镜上光斑的归一化尺寸

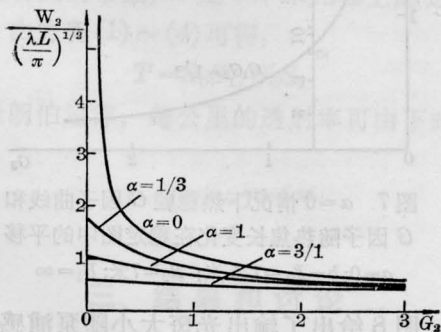


图3 热稳腔后腔镜上光斑的归一化尺寸

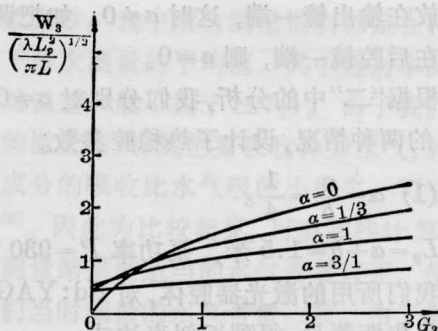


图4 热稳腔内激光棒上光斑的归一化尺寸

归一化因子 $(\frac{\lambda L}{\pi})^{1/2}$ 和 $(\frac{\lambda L_p^2}{\pi L})^{1/2}$ 。

从图4可见,在不同 $\alpha$ 值的一组热稳腔中, $\alpha$ 值愈小和 $G_2$ 值愈大,模体积可以较大;同时,可加大输出光束半径,使光束发散度最小。

### 三、高重复频率锁模振荡器

我们采用声光调制器和染料分别作主动锁模和被动锁模元件,获得主被动锁模运转。声光调制器的介质是熔石英,长21毫米,换能器是 $Y36^\circ$ 切割的 $\text{LiNbO}_3$ 片,两者用钢压连接。染料是五甲川溶于1,2-二氯乙烷,染料盒与后腔镜组成一体,并带有循环系统,使染料置换速率满足重复频率。

为了降低随机性,提高超短脉冲的再现性,在腔内插入一个主动声光调制器做脉冲预选,它形成了一个瞬时“窗口”,“窗口”的宽度是<sup>[3]</sup>

$$\tau = \frac{4 \ln 2}{\pi \omega} \frac{L}{\sqrt{l_0 N}} \left\{ 1 + \frac{2 - l_0}{2} \left( \frac{\pi \omega}{2L} \right)^2 \right\} \quad (23)$$

其中 $L$ 是腔长, $l_0$ 是正弦调制引起的最大单程损耗, $N$ 是“线性段”内腔内往返次数, $\omega$ 是调制器与最近腔镜间的距离。由此,只在“窗口”宽度内的脉冲才能振荡,“窗口”之外的脉冲都被抑制了。从式(23)可见,当其它参数一定时, $\tau$ 随 $\omega$ 的减小而减小,也即调制器应尽可能靠近谐振腔的腔镜之一。通常,调制

器都放在输出镜一端,这时  $\alpha \neq 0$ 。如把调制器放在后腔镜一端,则  $\alpha = 0$ 。

根据“二”中的分析,我们分别对  $\alpha \neq 0$  和  $\alpha = 0$  的两种情况,设计了热稳腔参数。

$$(1) \alpha = \frac{a}{b} = \frac{1}{4}。$$

$L_p = a + b = 1.5$  米, 泵功率  $P = 930$  瓦, 根据我们所用的激光器腔体,对 Nd:YAG 棒进行热焦距测量,得到近似表达式

$$f(M) = \frac{3.1}{P(kW)} \quad (24)$$

从式(1)和式(19)算出  $G_1 = 0.64$ ,  $G_2 = 0.46$ ;  $R_{2n} = 3.09$  米,因后腔镜与染料盒组成一体,染料溶液的折射率  $n = 1.45$ ,因而  $R_2 = 4.48$  米,我们采用了  $R_2 = 5$  米的腔镜。

图 5 给出了这种特定谐振腔结构时的动态稳定图,以及由泵浦感生的热透镜焦长的变化产生稳定图中  $(G_1, G_2)$  的平移。

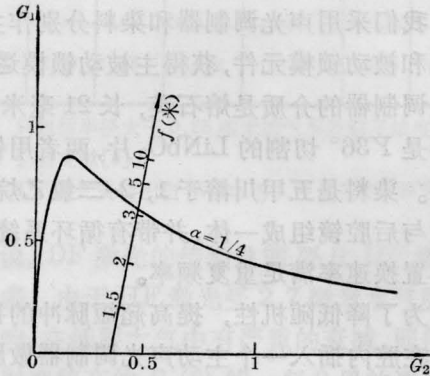


图 5  $\alpha = 1/4$  情况下热稳腔  $G$  因子曲线和  $G$  因子随热焦距变化在稳定图中的平移  
 $a = 0.3$  米;  $b = 1.2$  米;  $R_2 = 5$  米;  $R_1 = \infty$ ;

图 6 给出了输出光斑大小随泵浦感生热透镜焦长的变化。显然,当  $f$  大于 2 米,  $W_1$  变化很小。当  $f \rightarrow 1.2$  米时,  $W_1 \rightarrow \infty$ ,  $W_2 \rightarrow 0$ 。

在实际上采用了  $R_2 = 5$  米,  $R = \infty$ ,  $\alpha = 0.3$  米,  $b = 1.2$  米的谐振腔结构,可以得到稳定的锁模脉冲输出。当重复频率从 10 脉冲/秒变到 20 脉冲/秒和 30 脉冲/秒时,序列脉冲稳定不变,输出方向性基本不变,约 0.5 毫

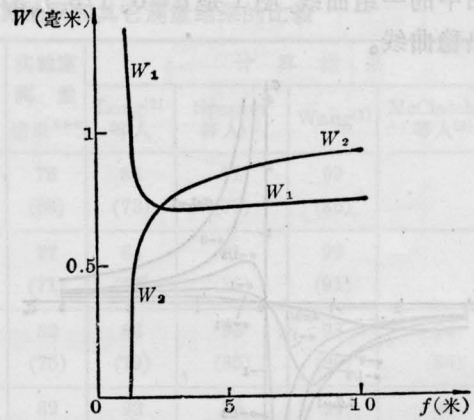


图 6  $\alpha = 1/4$  情况下谐振腔前、后腔镜上光斑尺寸随热焦距的变化

弧度,这与图 6 曲线的预示一致。

$$(2) \alpha = 0$$

$L_p \approx b \approx 1.5$  米, 泵功率 0.6 千瓦, 按 (14)~(16) 算出  $G_1 = 0.77$ ,  $G_2 = 0.65$ ,  $R_{2n} = 5$  米,  $R_2 = 7.2$  米。实验室中有  $R = 7$  米的全反射镜,故采用  $R_2 = 7$  米。根据  $G_1 G_2 = 1/2$  可画出热稳条件下的  $G$  因子的动态稳定图 7。当泵浦功率改变时,感生热焦长使  $G$  因子在稳定平面内平移,由于  $\alpha = 0$ ,  $G_2$  不随  $f$  变化,在给定的腔长和后腔镜曲率半径情况下,  $G_2$  保持常数。

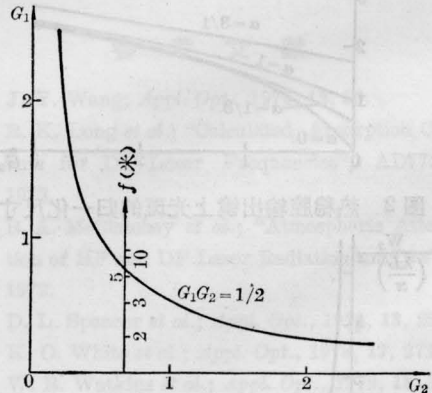


图 7  $\alpha = 0$  情况下热稳腔  $G$  因子曲线和  $G$  因子随热焦距变化在稳定图中的平移  
 $a = 0$ ;  $b = L_p = 1.5$  米;  $R_2 = 7$  米;  $R_1 = \infty$

图 8 给出了输出光斑大小随泵浦感生的热焦距的变化。当  $f \rightarrow 1.5$  米时,  $W_1 \rightarrow \infty$ ,

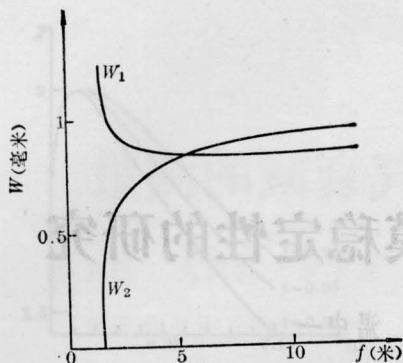


图8  $\alpha=0$  情况下谐振腔前、后腔镜上光斑尺寸随热焦长的变化

$W_2 \rightarrow 0$ ; 当  $f > 3$  米时,  $W_1$  的变化很小。

在实验中采用了  $R_2=7$  米,  $R_1=\infty$ ,  $\alpha=0$ ,  $b=1.5$  米的谐振腔, 为了保证  $\alpha=0$  的条件, 用作主动锁模的声光调制器位于后腔镜一端, 并尽力使(23)式中的  $x$  值减小, 由此保证较窄的预选“窗口”宽度。在这种特定的腔结构条件下, 锁模脉冲序列稳定, 当重复率从 10 脉冲/秒变到 20 脉冲/秒和 30 脉冲/秒时, 示波器上显示的脉冲序列稳定, 无论是时间轴上或是幅度上都未见到变动。方向性约 0.5 毫弧度, 这与图 8 的理论预示一致。

图 9 是主被动锁模时的序列脉冲包络, 它是由 70 个脉冲重复曝光得到的; 图 10 是纯主动锁模时脉冲包络中的一部分脉冲, 它是由 140 个脉冲重复曝光得到的。

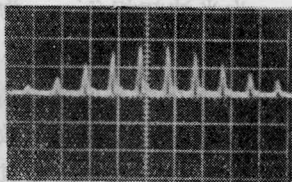


图9 主被动锁模时的脉冲包络图 (时标 10 毫微秒/厘米)

图 11 和图 12 分别给出了纯被动与主被动时的脉宽, 这是记录曲线, 纯被动时脉宽 21 微微秒, 主被动锁模时达 30 微微秒。

在腔内插入 F-P 标准具, 可使脉宽加宽到 100 微微秒或更宽。

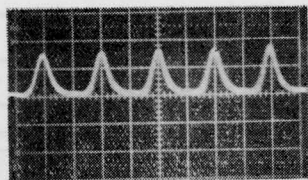


图10 纯主动锁模时的部分脉冲 (时标 5 毫微秒/厘米)

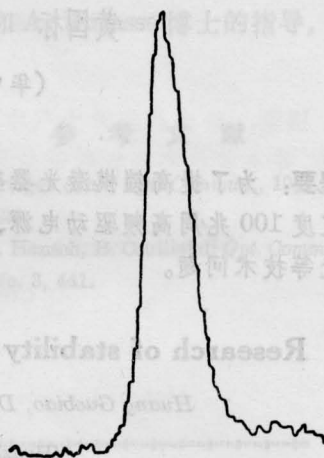


图11 纯被动锁模时的脉冲宽度记录曲线 (半强度全宽 21 微微秒)

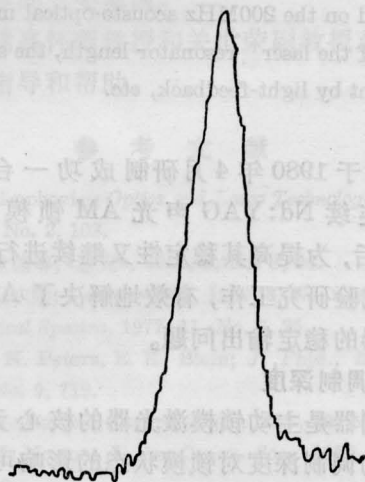
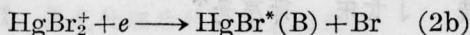
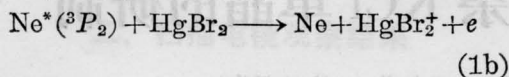


图12 主被动锁模时的脉冲宽度记录曲线 (半强度全宽 30 微微秒)

目前, 锁模振荡器的各项参数已达到: 模式:  $TEM_{00}$  模, 脉冲包络能量:  $\sim 10$  毫焦耳, 序列峰值稳定性  $\pm 5\%$ , 方向性 (下转第 777 页)

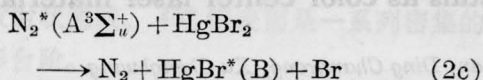
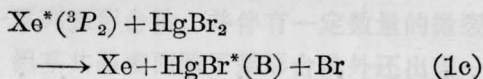
的纯HgBr<sub>2</sub>和HgI<sub>2</sub>放电光谱就是电子碰撞引起的。E. J. Schimitshek<sup>[3]</sup>认为直接电子碰撞形成HgBr\*(B)和HgI\*(B)的可能性很小,我们认为并不正确。

第二是彭宁电离反应



由于Ne\*(<sup>3</sup>P<sub>2</sub>)亚稳原子和HgBr<sub>2</sub>的碰撞截面较大,产生HgBr\*(B)态的反应超过电子碰撞,在图2和图3中含有Ne时的放电光谱比较强说明了这点。

第三是碰撞激发能量转移



N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>)、Xe\*(<sup>3</sup>P<sub>2</sub>)亚稳原子态和HgBr\*(B)态能级较为靠近,而且N<sub>2</sub>(A<sup>3</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup>)和Xe\*(<sup>3</sup>P<sub>2</sub>)的亚稳态寿命较长,分别为~2

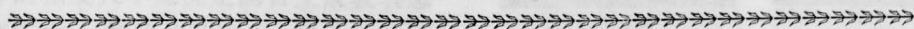
秒、~0.5~1秒。

我们在激光器实验观察到余辉激光的存在,它预示着利用这种动力学过程有可能发展成为准连续或连续激光器。

根据W. L. Nighan<sup>[3]</sup>和R. Burnhan<sup>[4]</sup>等人的计算,这三种动力学过程中碰撞激发能量转移效率最高。实验结果也说明,当HgBr<sub>2</sub>含有Ne、N<sub>2</sub>、Xe时,HgBr(B)态的激光输出能量有成倍的提高<sup>[3,4~6]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] R. S. Chang *et al.*; *Appl. Phys.*, 1980, **36**, No. 6, 397.
- [2] E. J. Schimitechek, J. E. Celto; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, No. 3, 176.
- [3] W. L. Nighan; *Appl. Phys.*, 1980, **36**, No. 3, 173.
- [4] R. Burnhan *et al.*; *Laser Focus.*, 1981, **17**, No. 6, 54.
- [5] C. Roxlo, A. Mondl; *J. Chem. Phys.*, 1980, **72**, No. 2, 541.
- [6] R. Burnhan; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**, No. 2, 156.



(上接第769页)

~0.5毫弧度,重复频率:1~30脉冲/秒,锁模几率100%。

该器件已在实验室内累积运转了半年。用全电子化的单脉冲选择器选出单脉冲的几率可达100%,经放大级以后,获峰功率千兆瓦的单脉冲输出。

金德运和陈韬略同志参加过初期的工

作;李士英、陆雨田、茹华一同志提供声光调制器;周复正同志帮助测量脉宽,特表感谢。

### 参 考 文 献

- [1] J. Steffen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, 239.
- [2] H. Kogelnik; *The Bell Sys. Tech. J.*, 1965, **44**, 455.
- [3] S. Kishida; *Opt. Commun.*, 1976, **18**, 19.