

InSb 非线性 F-P 标准具的室温光学双稳性和不稳定性

王其明* 刘玉东 李淳飞

(哈尔滨工业大学应用物理系, 150006)

提要: 用 TEA CO₂ 激光器输出的脉宽为 100 ns(FWHM), 波长为 10.6 μm 的激光脉冲, 在室温下入射 InSb F-P 标准具, 得到了双光子机制的光学双稳性。从非线性 F-P 标准具理论出发, 对上述过程进行了计算机模拟。在相似条件下, 改用高斯光束入射, 发现由此形成的自散焦效应, 使输出产生明显不稳定。

关键词: 铋化铟, 双光子跃迁, 光学双稳性, 自散焦, 不稳定性

Optical bistability and instability in a room temperature nonlinear InSb F-P etalon

Wang Qiming, Liu Yudong, Li Chunfei

(Dept. of Appl. Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin)

Abstract: Irradiating an InSb etalon with TEA CO₂ laser pulses at 100ns (FWHM), optical bistability and instability were obtained respectively by two-photon excitation and self-defocusing under Gaussian beam at room temperatures. Based on the F-P nonlinear etalon theory, computer simulation of optical bistability was made for the above process. It was found that the self-defocusing thus formed would lead to obvious instability of the output when a Gaussian beam was used at similar condition.

Key words: InSb, two-photon transition, optical bistability, self-defocusing, instability

一、前 言

与其它类型的双稳器件相比, 半导体双稳器件具有体积小、开关速度快和易于集成等许多独到的优点。窄禁带半导体 InSb 被认为是制造光学双稳态器件的良好非线性材料之一。1979年, 英国的 S. D. Smith, D. A. B. Miller 等人, 采用一种厚 560 μm 具有平行解理面的 InSb 晶体构成的标准具, 在 5 K 低温下, 用波长为 5 μm 的连续激光作入射光, 在第 5 级上首先观察到了光学双稳性, 器件的阈值功率为 500 mW^[1]。1981 年, 他们改用厚 130 μm, 两面镀以反射率达 70% 的 Ge 或 ZnS 膜的 InSb 双稳器件, 在 77 K 温度下, 在第 1 级上就实现了光学双稳性, 器件的阈值功率为 8 mW。

形成 InSb 光学双稳性的非线性机制被归结为带填充效应, 即略高于半导体禁带宽度的能量光子激发价带中的电子, 使其发生跃迁而迅速地填充导带中的低能态, 使能带宽度增大至光

收稿日期: 1988 年 10 月 17 日。

* 现在山东省威海市仪表电子研究所。

子能量,并使带缘处的吸收峰发生移动,引起“吸收谱”的改变,进而产生非线性色散而形成光学双稳性。由于 InSb 的光学非线性易受热效应的影响,所以,它主要工作在低温状态下。

1983年, A. K. Kar 等人,首先提出并实现了在室温下运转其机制为双光子激发的 InSb 光学双稳性^[2]。他们使用的光源为注入锁定式 CO₂ 脉冲激光器,工作波长 10.6 μm,脉冲宽度 150 ns(FWHM)。在这种情况下,输入脉冲宽度远小于热的弛豫时间,所以,器件在室温下即可运转,从而省掉了一整套的低温设备,为半导体双稳器件的进一步组合和实用化,提供了极大的方便。

在此基础上, [3]的作者利用脉宽(FWHM)为 1.75 μs 的混成型 TEA CO₂ 脉冲激光器,实现了 InSb 双光子光学双稳态装置的级联,为进一步探索用 InSb 双稳器件进行光路的组合和光计算打下了基础。同一年, [4]的作者用同一台激光器输出的高斯脉冲,分别入射厚为 200 μm 的 HgCdTe 和 500 μm 的 InSb 样品(两种样品的表面均未进行很好的抛光),当输入光功率超过一定阈值后,发现在输出脉冲上叠有不规则的抖动,由于高斯脉冲的脉宽仍低于热弛豫时间,所以,他们把这种现象归结为随时间消褪的自散焦所致。我们采用前后两面都经过良好抛光的 InSb 标准具,用脉宽(FWHM)仅 100 ns 的 TEA CO₂ 激光器输出的高斯光束,在较高的阈值上,也观察到了这种不稳定性。由于这种抖动是叠加在正常的双稳特性曲线之上,影响双稳器件的性能和工作,所以,对它的研究也愈显得重要。

二、理论分析

InSb 半导体内部的双光子跃迁是一个二级过程^[5,6],完成一个跃迁需要两个以上的光子同时参与,跃迁几率要比单光子跃迁低得多。为了产生足以形成光学双稳性的非线性折射率变化,就需要较大的入射光功率密度,而且双光子吸收本身就是一个非线性过程,这是区别于单光子跃迁的另一个特点^[7]。

设 $E_f(R_2)$ 、 $E_i(R_1)$ 分别为电子跃迁前后在导带底和价带顶的能量状态, ω_p 为入射光子角频率,则双光子跃迁的条件可写作

$$E_f(R_2) - E_i(R_1) = 2\hbar\omega_p \quad (1)$$

伴随着载流子的跃迁,必然有载流子的复合。在窄禁带半导体中,俄歇复合是主要的复合机制,俄歇复合时间 τ_A 可用下式表示^[8]:

$$1/\tau_A = (2 + N_o/N_i)(1 + N_o/N_i)/2\tau_i \quad (2)$$

这里 N_o 是半导体内部的过剩载流子浓度, N_i 、 τ_i 分别为本征载流子浓度、寿命。

忽略在半导体内部载流子的扩散对其浓度分布的影响,则从各参量的物理概念出发,可直接写出半导体内过剩载流子浓度随时间的变化:

$$d(N_o)/dt = k_2 I^2 / 2\hbar\omega_p - N_o / \tau_A \quad (3)$$

式中 k_2 代表双光子吸收系数, I 是半导体内部的平均光强密度。

在具有衬底掺杂的窄禁带半导体内,很难形成足以影响其非线性特性的激子。因此,对半导体非线性折射率的影响主要取决于自由载流子等离子体和带隙的共振跃迁饱和。从经典的振子模型出发,可推导出自由载流子等离子体对非线性折射率的贡献^[7]:

$$\Delta n_p = -N_e / 2 \epsilon_0 n_0 \cdot m_c \cdot \omega_p^2 \tag{4}$$

式中 m_c 是导带底电子的有效质量, n_0 是半导体的线性折射率。

借助于 Kramers-Krönig 关系, B. S. Wherrett 等进一步导出了带隙共振饱和对非线性折射率的影响 Δn_b ^[9]:

$$\Delta n_b \approx \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\mu}{m_0} \cdot \frac{mp^2}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{KT} \cdot J(a) \cdot \Delta n_p \tag{5}$$

式中 $\mu = m_c \cdot m_v / (m_c + m_v)$ 是归一化的载流子有效质量。

$$J(a) = \int_0^\infty \frac{x^{1/2} e^{-x}}{x-a} dx, \\ a = \frac{\hbar\omega_p - E_G}{KT}, \quad x = \frac{\hbar\omega' - E_G}{KT}.$$

因此, 两种机制的共同作用, 就形成了总的非线性折射率的变化 Δn :

$$\Delta n = \Delta n_p + \Delta n_b = \sigma \cdot N_e \tag{6}$$

这里 σ 是用来表示非线性折射率变化的系数, 可近似看作是一个常数。对于 InSb 半导体, $\sigma \approx -1.4 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$ ^[10]。

在对由 InSb 单晶构成的 F-P 标准具的具体处理上, 为了方便, 我们特作如下的假定: 腔长 L 足够短, 腔内介质对入射光的吸收系数 α_0 足够小, 从而满足条件 $\alpha_0 L \rightarrow 0$, 同时, 我们设想 F-P 腔的精细度足够高, 对光子的损耗很小, 这样, 进入到腔内的光子就能往返多次而不被损耗掉, 因此, 可以引入一个腔内的平均光强^[11]:

$$I_{cav} = I_{in} \frac{T}{C_T} \tag{7}$$

式中 $C_T = \frac{\alpha L e^{-\alpha L} (1 - R_B)}{(1 - e^{-\alpha L}) (1 + R_B e^{-\alpha L})}$; $T = \frac{A}{1 + F \sin^2 \delta}$ 为标准具的透过率, A 、 F 、 δ 、 R_B 分别为标准具的透过率系数、精细度、相位失谐量和腔镜反射率。

在一定的初始条件下, 将平均光强的概念应用到式(3)中, 可确定不同时刻腔内的非平衡载流子浓度, 而由(6)式可进一步确定 F-P 标准具的相位失谐量 δ :

$$\delta = \delta_0 + \frac{2\pi \Delta n \cdot L}{\lambda} = \delta_0 + \frac{2\pi \sigma \cdot N_e \cdot L}{\lambda} \tag{8}$$

这里 δ_0 是标准具的初始失谐量。

最后, 由(3)、(6)~(8)等几个关系式就可以确定出器件的输入-输出之间的关系:

$$T_{out} = T \cdot T_{in} \tag{9}$$

上面我们对窄禁带半导体 InSb 的双光子光学双稳性进行了理论分析, 根据这个推导, 还

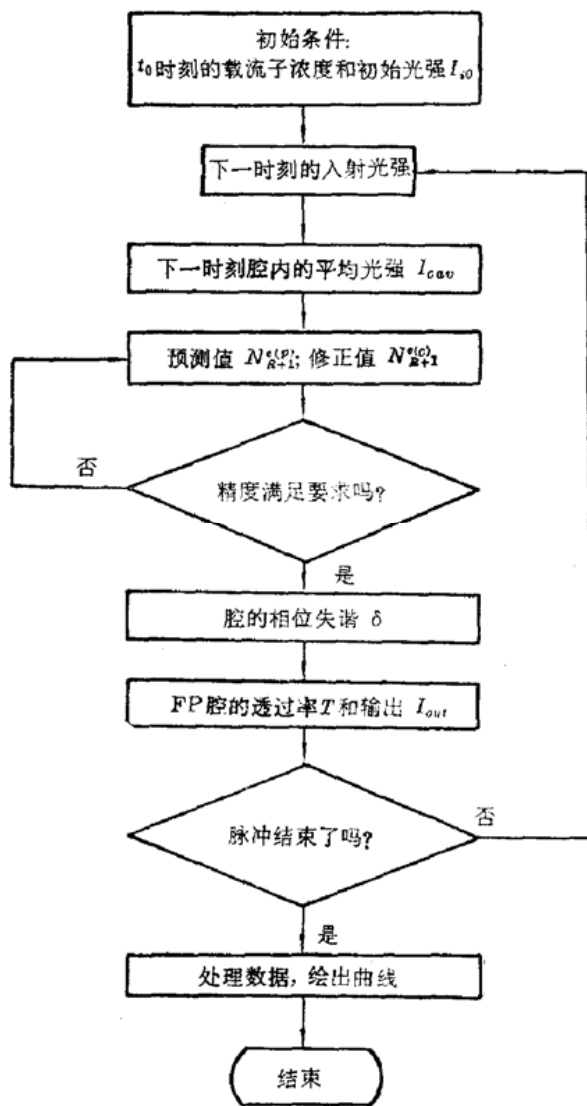


图1 光学双稳态的计算机模拟方框图

可以对产生双稳态的过程进行计算机模拟，模拟的方框图如图 1 所示。图 2 给出了计算机模拟的结果。

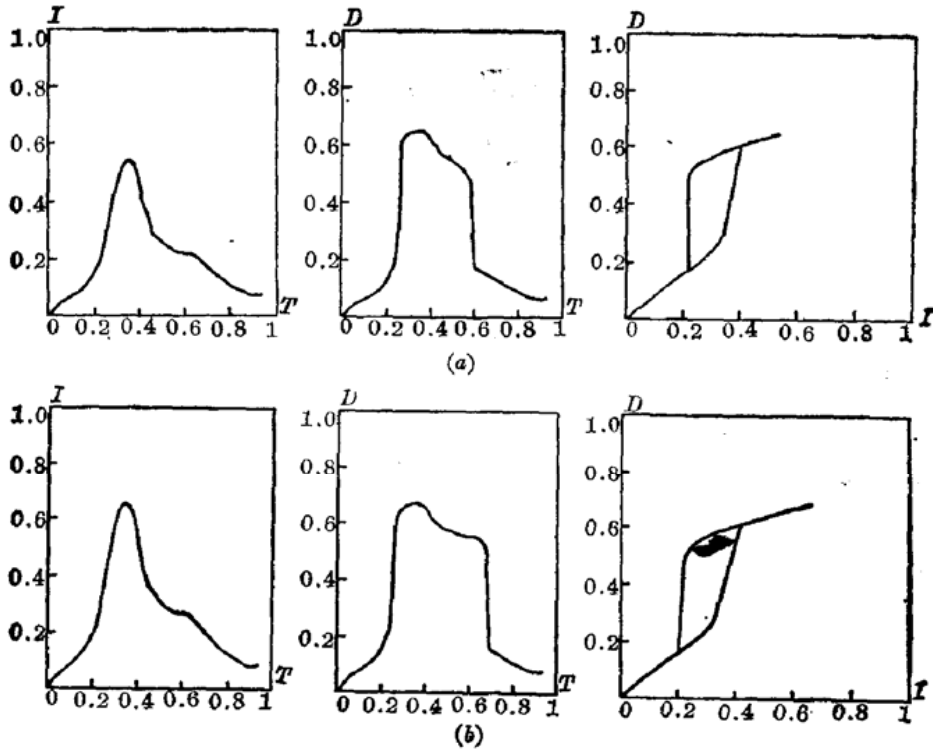


图 2 初始失谐量 $\delta_0=2.1$, 入射峰值功率分别为 (a) $I_{in}=92\text{kW}/\text{cm}^2$; (b) $I_{in}=114\text{kW}/\text{cm}^2$ 时的计算机模拟的结果

三、实验介绍

图 3 中, 从 TEA CO₂ 脉冲激光器输出的波长为 10.6 μm 、脉宽(FWHM)100 ns 的单脉冲, 经分束后, 一路作为参考信号, 进入屏蔽室后被光子牵引探测器 D_1 所接受; 另一路作为样品的输入信号, 进入屏蔽室后, 通过 F-P 标准具被光子牵引探测器 D_2 所接收。光子牵引探测器的响应时间在 1 ns 左右, 响应率为 1.5 V/MW。两路信号几乎同时到达光子牵引探测器的接收面, 被转换为电信号以后, 分别被两个对称的高频、线性放大器所放大。随后, 通过样品的输出信号直接输入到频宽达 500 MHz 的高频示波器的一个输入端上, 而参考信号则在通过一个高频延迟器, 延迟一段时间 τ 后, 再输入到示波器的另一个输入端上。这样, 依次进入到示波器内的两个单次短脉冲信号, 经过机内叠加后, 便一先一后地显示在示波器的屏幕上。这个一闪即逝的叠加信号, 可以使高灵敏度胶片(富士 HR 1600)曝光, 从而圆满地解决了多个单次短脉冲的记录问题。

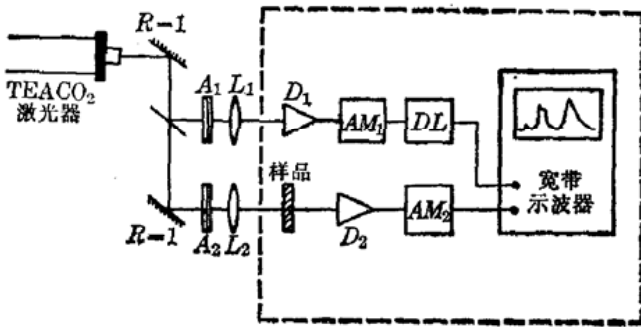


图 3 实验装置图

A_1, A_2 —衰减片; L_1, L_2 —聚焦透镜; D_1, D_2 —光子牵引探测器; AM_1, AM_2 —高频线性放大器; DL —高频延迟器

次短脉冲信号, 经过机内叠加后, 便一先一后地显示在示波器的屏幕上。这个一闪即逝的叠加信号, 可以使高灵敏度胶片(富士 HR 1600)曝光, 从而圆满地解决了多个单次短脉冲的记录问题。

在具体实验中, 延迟时间 τ 是一个很重要的参数, 需要根据不同的实验要求灵活选择。 τ 越长, 被延迟信号的高频损失就越多, 从这个角度考虑, 我们当然希望延迟的时间越短越好, 但是 τ 太短, 又增加了输入输出两个信号之间发生相互影响的可能性, 所以, 需要统筹考虑。 实验中, 取 τ 为 250 ns。 即在屏幕上, 输出信号上的某一点与向后延迟 250 ns 的被延迟信号上的另一点, 在理论上是一一对应的。

实验前, 还需要对整套系统作进一步的调试、验证。 具体方法是: 去掉样品, 按照与实验完全相同的光路, 用延迟-叠加系统记录下输入-输出两个信号, 对这两个信号进行逐点数据采集后, 输入计算机进行处理, 由于光子牵引探测器 D_1 和 D_2 探测到的是同一信号, 所以, 两个信号的合成曲线应该是一条直线, 据此可以判定系统工作正常, 否则, 就要对系统进行重新校正。

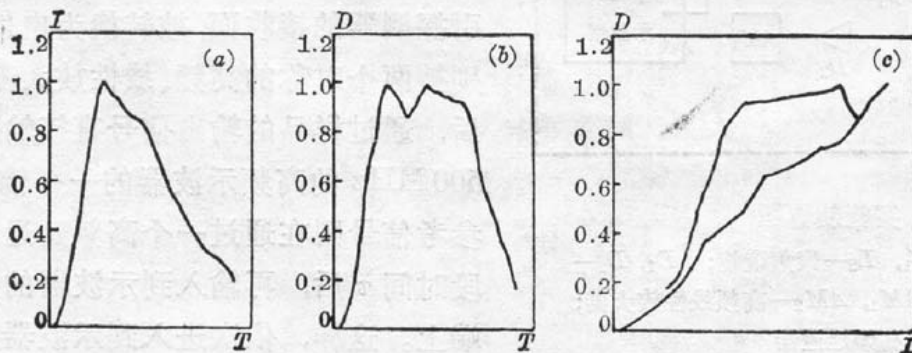
实验中使用的样品由掺杂浓度 $N_D - N_A \sim 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 的 n 型 InSb 样品沿其自然解理面抛光而成, 厚度有 300 μm 和 500 μm 两种, 抛光后样品两面反射率可达 36%, 平行度优于 0.3 rad。

图 4、图 5 给出了实验记录的两种光学双稳性及其进行数据采集后, 用计算机合成的结果。 由于器件的精细度不够高, 反馈不强, 双稳态的开关过程不十分明显, 如果采用镀膜等方法提高器件的精细度, 可望大大提高双稳器件的速度。

在此基础上, 我们改用准高斯分布的激光脉冲, 入射 InSb 标准具, 经过调整, 在适当的条件下, 观察到了由自散焦产生的不稳定性, 如图 6 所示。



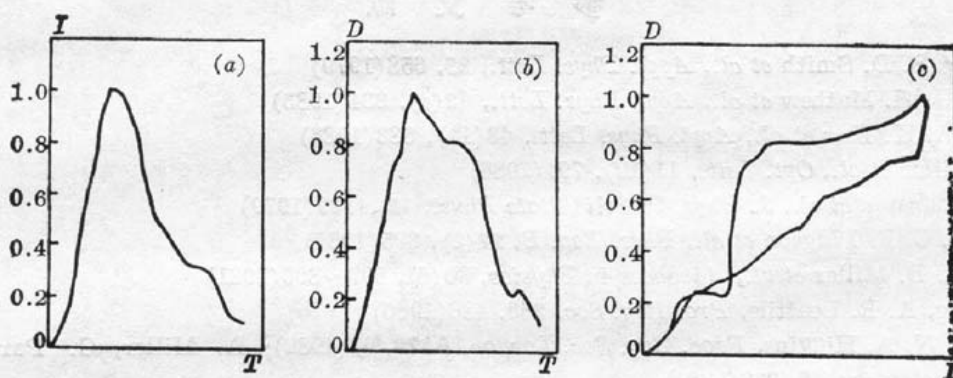
(I) 输入功率密度为 430 kW/cm² 时, 实验记录的输出(前)-输入(后)信号



(II) 对记录结果进行计算机处理后的情况

(a) 输入信号; (b) 输出信号; (c) 合成曲线

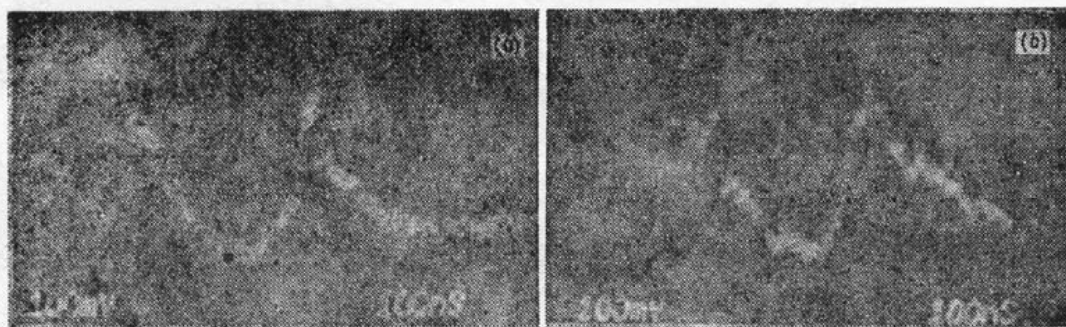
图 4 在较低输入功率密度下, InSb 标准具的光学双稳性

(I) 输入功率密度 680 kW/cm^2 时, 实验记录的输出-输入信号

(II) 对记录结果进行计算机处理后的情况

(a) 输入信号; (b) 输出信号; (c) 合成的双稳回线

图 5 在较高输入功率密度条件下, InSb 标准具的光学双稳性

图 6 输入高斯光束的峰值功率分别为 1600 kW/cm^2 (a) 和 1780 kW/cm^2 (b) 时, InSb 标准具的不稳定性

这时, 在半导体内部的非线性机制仍然是双光子吸收, 由此引起的折射率变化是一个负变化。所以, 当入射到标准具上的光脉冲不是平面波而是一种准高斯光束时, 则只要入射的光密度足够大, 自散焦就形成了。自散焦的出现使得从标准具输出的光束光斑在远场(相对于标准具的厚度)的径向分布, 随输入光强的变化, 而以条纹的出现或淹没的形式处于不断的变化过程中, 这个变化通过一个有限接受面积的探测器反映到时间轴上, 就形成了输出的不稳定性。另一方面, 由于半导体标准具本身就是一个工作正常的光学双稳态装置, 可以起一个光开关的作用, 它以自己的方式对输入的信号进行调制。因此, 在迭有于稳定抖动的输出脉冲的前后沿上伴有明显的开关过程。

四、结 论

采用脉冲宽度 (FWHM) 仅 100 ns 的 TEA CO₂ 脉冲激光器, 在室温下可以实现半导体 InSb 标准具的光学双稳性和不稳定输出。由于半导体对光信号的响应时间(主要是载流子的复合时间)随入射光功率的减小而增大, 如(2)式所述, 不能自始至终保持远小于脉冲宽度的状态, 所以, 本文介绍的 InSb 半导体的光学双稳态基本上是在准稳态的条件下获得的, 需要用动态双稳态理论进行描述。后面介绍的 InSb 标准具的不稳定性也是在动态条件下获得的, 也需要用动态理论进行处理, 但对它的处理要比对动态双稳态的处理更复杂、更困难, 现在还没有一个完善的理论来描述。

参 考 文 献

- 1 D. A. B. Miller, S. D. Smith *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 658(1979)
- 2 A. K. Kar, J. G. H. Mathew *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(4), 334(1983)
- 3 A. C. Walker, A. K. Kar *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(11), 683(1986)
- 4 D. Craig, A. Miller *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(12), 794(1986)
- 5 A. Miller, A. Johnston *et al.*, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **12**, 4839(1979)
- 6 A. M. Johnston, C. R. Pidgeon *et al.*, *Phys. Rev. B*, **22**(2), 825(1980)
- 7 A. Miller, D. A. B. Miller *et al.*, *Advances in Physics*, **30**(6), 697~800(1981)
- 8 P. T. Landsberg, A. R. Beattile, *Proc. Roy. Soc.* **258**, 486(1960)
- 9 B. S. Wherrett, N. A. Higgins, *Proc. Roy. Soc. London*, **A379**, 67(1982); A. Miller, G. Parry, *Optical and Quantum Electronics*, **16**, 339(1984)
- 10 J. Gordon, H. Mathew *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21**(1), 94(1985)
- 11 D. Craig, A. Miller *et al.*, *Infrared Phys.*, **25**(1/2), 289(1985)

高平均功率 Nd:YAG 板状激光器通过院级鉴定

中国科学院上海光机所研制成功的高平均功率 Nd:YAG 板状激光器, 在受中国科学院委托的上海分院的主持下, 于 1990 年 5 月 6 日在沪通过技术鉴定。

该器件是一种“之”字形传输、全内反射、面泵浦激光器, 且采用了独创的均匀照明的聚光系统和冷却系统, 从而有效地克服了传统棒状激光器的热畸变, 明显地改善了激光束的方向性。激光器的主要技术指标是: 输出平均功率 210 W; 输出功率 200 W 时激光束发散角为 $3.5 \times 8 \text{ mrad}$, 输出功率 100 W 时激光束发散角为 $2.5 \times 6.5 \text{ mrad}$ 。

鉴定委员会一致认为该器件是国内首次获得平均功率大于 200 W 的板状激光器, 技术指标处于国内领先, 接近国际 80 年代末的先进水平。目前激光器输出平均功率受到了 Nd:YAG 材料尺寸的限制, 一旦材料尺寸突破, 此激光器可望有更高的平均功率输出。

(赵梅村)