

纳米微粒 SnO_2 非线性光学特性的 Z-扫描技术研究*

余保龙 朱丛善 干福熹 陈红兵

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

黄亚彬

(河南大学物理系, 开封 475001)

摘 要 利用 Z-扫描技术, 以调 Q Nd·YAG 激光器作光源(脉宽 18 ns, 波长为 $0.53 \mu\text{m}$), 首次在非共振区域研究了 SnO_2 纳米微粒的三阶非线性光学性质, 获得了三阶非线性极化系数 $\chi^{(3)}$ 与双光子吸收系数 β 等重要数据, 并对其非线性响应机制进行了探讨。

关键词 Z-扫描, 纳米微粒, 光学非线性。

1 引 言

半导体纳米材料当粒径接近于体相激子波耳半径时, 表现出许多新异的物理和化学特性, 作为可能应用的新型光电子材料而倍受注目, 如 CdS、CdSe 和 InP 等纳米微粒的量子尺寸效应和介电限域效应研究已有许多文献报道^[1-3]。文献[4]研究中, 曾经观察到表面包覆能引起 SnO_2 纳米微粒光吸收带边移动及室温下出现较强荧光发射等现象。在共振区域, 半导体纳米材料非线性光学特性的研究已有不少文献报道^[5, 6], 并取得了很大进展。由于非线性光学器件工作在此区域信号损失太大, 而且响应速度慢, 在实际应用中有很大的局限性。最近, Justus 与 Banfi 等人^[7, 8]在非共振区域, 对 GaAs 和 CdSSe 等纳米微粒掺杂玻璃材料的非线性光学特性进行了研究, 发现在红外区域, 由于量子尺寸效应地影响, 这些纳米材料的非线性响应较体相材料有明显地增强。这些研究结果无疑为半导体纳米材料在非线性光学器件上的应用展示了广阔的前景。

SnO_2 具有优质的光电性质, 体相材料的光学性质已有较为广泛的研究^[9]。本文以调 Q Nd·YAG 激光器(脉宽为 18 ns, 波长为 $0.53 \mu\text{m}$)作光源, 采用 Z-扫描技术, 首次测量了不同尺寸 SnO_2 纳米微粒的三阶非线性极化系数 $\chi^{(3)}$ 和双光子吸收系数 β , 探讨了量子尺寸效应对 SnO_2 纳米微粒非线性光学特性影响。这些工作对深入了解半导体纳米微粒的非线性光学性质, 及寻找、设计新型光功能材料有一定的参考价值。

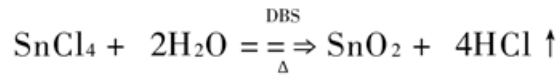
* 中国博士后基金、上海光学精密机械研究所所长基金及国家科委攀登计划资助项目。

收稿日期: 1996 年 6 月 26 日; 收到修改稿日期: 1996 年 9 月 20 日

2 实验部分

2.1 样品制备

本文采用胶体化学法制备表面包覆有十二烷基苯磺酸钠(DBS) SnO_2 纳米微粒。主要过程如下: 称取适量 SnCl_4 加入溶有一定量 DBS 的甲苯有机溶剂中, 同时进行加热、搅拌, 再加入适量的水促进水解反应。反应完成后清洗、回流和除水, 即可得到透明的 SnO_2 甲苯有机溶胶。主要反应为



不同尺寸样品, 可通过改变热处理温度及溶液 pH 值获得。本研究中制备的两种样品微粒半径分别为 15 nm(样品 1#) 和 7 nm(样品 2#)。通过透射电镜(TEM) 及小角度 X 射线衍射实验观察, 微粒在溶液中分散性较好、颗粒大小分布较均匀且呈球状。微粒尺寸大小是根据 Scherr's 方程^[10], 从 X 射线衍射峰半宽高得到。两种样品 Sn^{4+} 浓度配制相同。

2.2 Z-扫描技术

本文中 SnO_2 纳米微粒非线性参数测量是采用 Z-扫描技术^[11, 12] 进行的, 该法不但能测出

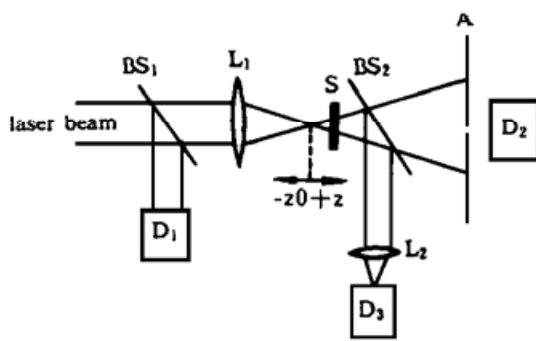


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup for Z-scan. A is the collecting aperture, $\text{BS}_i (i = 1, 2)$ are the beam splitters, $L_i (i = 1, 2)$ are the lens, $D_i (i = 1, 2, 3)$ are the detectors

材料非线性折射率大小, 而且可给出非线性折射率的符号, 同时还具有方便易行、灵敏度高等特点, 实验装置如图 1 所示。光源为调 Q Nd:YAG 激光器, 波长为 $0.53 \mu\text{m}$, 脉宽为 18 ns, 通过腔内、腔外加小孔严格调节, 获得单一激光模式输出。为避免连续脉冲的热积累, 重复频率为 1 Hz, 扩束后入射光斑直径为 6 mm, 经 $f = 15.8 \text{ cm}$ 的会聚透镜后进入样品池, 实验中所用样品池厚度为 5 mm, 滤波后入射到样品上的脉冲能量为 1.20 mJ, 透镜焦点处光束腰半径为 $17.8 \mu\text{m}$, 激光的峰值功率为 $6.7 \text{ GW}/\text{cm}^2$ 。在样品池后用一分光镜将样品后信号光分为两束, 一束光用探测器 D_3 接收, 作为测定非线性吸收信号。另一束前面放

有光阑 A, 用探测器 D_2 接收进入小孔的光信号。在样品由 L 的焦点内向焦点及焦点外扫描过程中, 探测器 D_2 和 D_3 分别记录下样品在不同位置 Z 处的透过率 T, 从而获得 $T \sim z$ 曲线。

当不考虑非线性吸收, 非线性折射率 γ 大小和符号可由 Z-扫描曲线峰谷差 ΔT_{pv} 及理论公式(1)和(2)式, 得到^[11]:

$$\Delta T_{pv} = 0.406(1 - S)^{0.25} |\Delta\Phi|, \quad |\Delta\Phi| \leq \pi \quad (1)$$

$$\Delta\Phi = kL_{\text{eff}}\gamma I_0 \quad (2)$$

式中 ΔT_{pv} 为 Z-扫描归一化透过率的峰谷差值, $\Delta\Phi$ 为非线性相移, $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ 为有效样品厚度(α 是样品的线性吸收系数), L 为样品池厚度, I_0 为焦点处光功率密度, k 为光在真空中的传播常数, S 为小孔光阑的线性透光率, 其值为 0.08。

Z-扫描技术另外一个优点是能方便测出非线性材料的双光子吸收系数 β , 图 1 中 D_3 测到的归一化透过率对非线性折射效应不敏感, 主要反应非线性吸收效应, 其 $T \sim z$ 曲线理论表达式为^[11]:

$$T(z, S = 1) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-q_0(z)]^m}{(m+1)^{3/2}}, \quad |q_0(0)| < 1 \quad (3)$$

式中 $q_0(z) = \beta I_0 L_{\text{eff}} / (1 + z^2/z_0^2)$, β 为双光子吸收系数, $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为高斯光束衍射常数, 这里唯一的未知量是 β 。

已知 γ 和 β 与三阶非线性极化系数 $\chi^{(3)}$ 的实部与虚部关系为^[12]:

$$\text{Re } \chi^{(3)} = 2n_0^2 \epsilon_0 c \gamma, \quad \text{Im } \chi^{(3)} = n_0^2 \epsilon_0 c^2 \beta / \omega \quad (4)$$

式中 n_0 为材料的线性折射率, ϵ_0 为真空中介电常数, c 为光在真空中传播常数, ω 为激光的圆频率。

有了 $\text{Re } \chi^{(3)}$ 和 $\text{Im } \chi^{(3)}$ 的值, 非线性材料的三阶非线性极化系数绝对值可通过(5)式得到。

$$|\chi^{(3)}| = \sqrt{(\text{Re } \chi^{(3)})^2 + (\text{Im } \chi^{(3)})^2} \quad (5)$$

利用上面(1)~(5)式, 结合 Z-扫描实验数据, 即可得到有关非线性参数。

3 结果与讨论

图 2 为室温下 SnO₂ 纳米微粒吸收光谱, 曲线 1 对应于样品 1#, 曲线 2 对应于样品 2#。吸收光谱上较长拖尾是由于 SnO₂ 微粒尺寸分布不均匀造成的非均匀增宽及空穴、表面态影响所致。根据图 2 和纳米微粒吸收带边与吸收系数关系式^[13]

$$h\alpha x \propto (h\omega - E_g)^{1/2} \quad (6)$$

式中 α 为线性吸收系数, $h\omega$ 为光子能量, E_g 为光学吸收带边。得到上述两种样品的吸收带边分别为 3.10 eV(样品 1#)和 2.70 eV(样品 2#)。体相 SnO₂ 光学带隙为 3.60 eV, 这表明对表面有化学修饰的超微粒, 随粒径减小, 光吸收带边有红移现象, 与通常观察到的带边蓝移现象相反。由于 SnO₂ 纳米微粒是一种宽带隙化合物, 电子和空穴的有效质量较大, 导致带边蓝移的量子限域能远小于导致红移的电子-空穴之间的库仑作用能, 因而观察到红移现象; 另外表面修饰产生的介电限域能^[4], 也是导致吸收带边红移的重要因素, 下面的定量讨论将会进一步证实这一结论。

本文中 SnO₂ 纳米微粒半径远大于其体相激子玻尔半径 a_B (1.7 nm)^[14], 属于弱量子限域即激子限域情形。根据 Hanamura 等^[15]对弱量子限域下半导体微晶光学特性理论, 尺寸的量子化引起最低激子能量变化为:

$$\Delta E = h^2 \pi^2 / 2MR^2, \quad (7)$$

式中 $M = m_e + m_h$ 为激子的质量, 其中 m_e 和 m_h 分别为电子和空穴的有效质量, R 为微粒半径。微粒内的电子、空穴之间的屏蔽库仑能为:

$$V_{\text{int}} = 1.78 e^2 / \epsilon R, \quad (8)$$

式中 ϵ 介电常数。对 SnO₂ 纳米微粒, $M = 0.768 m_0$ (m_0 为电子的静质量), $\epsilon = 13.5$ ^[14]。将 M 、

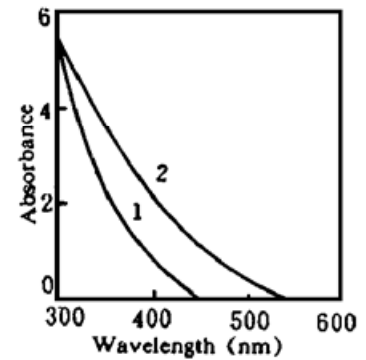


Fig. 2 Absorption spectrum of SnO₂ nanoparticles in toluene
Curve 1: Sample 1# (15.0 nm); Curve 2: Sample 2# (7.0 nm)

ϵ 和 R 代入(7) 和(8) 式, 对样品 1#: $\Delta E \approx 0.02$ eV, $V_{\text{int}} \approx 0.16$ eV; 样品 2#: $\Delta E = 0.10$ eV, $V_{\text{int}} = 0.34$ eV。可见, 当 $R \gg a_B$ 时, $V_{\text{int}} \geq \Delta E$, 就是说与量子限域能相比, 电子、空穴之间的库仑作用能对吸收带边有较大影响。因此电子、空穴之间通过库仑作用可形成束缚对, 产生激子效应。然而在图 2 中没有观察到激子吸收峰, 作者认为可能是由于微粒所处的介电环境、表面缺陷、杂质、吸附类离子和激子之间产生相互作用及激子与激子之间较强作用所致。

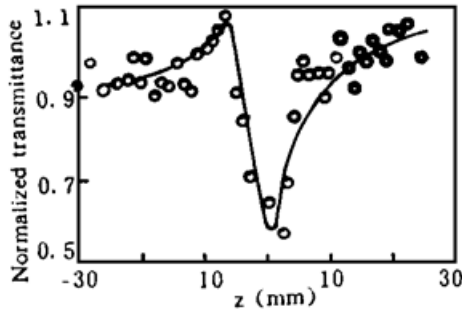


Fig. 3 Closed aperture Z-scan data of SnO₂ nanoparticles with 15.0 nm radius

图 3 和图 4 为样品 1# 的 Z-扫描数据, 分别对应于 $S < 1$ (Closed aperture) 和 $S = 1$ (Open aperture) 时的测量结果。从这些测量结果很容易得到下列结论: 1) 图 3 所示归一化透率先峰后谷, 表明材料的非线性折射率符号为负, 是自散焦介质(Self-defocusing); 2) 图 4 所示归一化透率在入射激光焦点处有一明显的谷, 表明有非线性吸收存在; 3) 由于非线性吸收存在, 图 3 中的透过率曲线是束缚载流子的非线性折射效应和非线性吸收效应共同作用的结果, 因而出现曲线峰-谷大小不对称。图 5 为图 3 所示归一化透过率被图 4 归一化透过率相除结果, 此比率反应的是纯折射效应, 消除了非线性吸收的影响, 由此曲线及公式(2)即可获得 γ 。

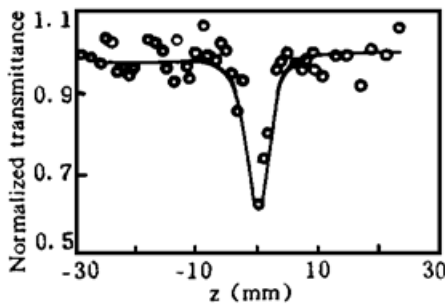


Fig. 4 Open aperture Z-scan data of SnO₂ with 15.0 nm radius

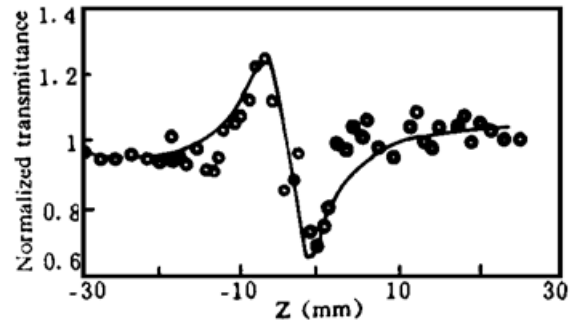


Fig. 5 The result of the division of Fig. 3 and Fig. 4

样品 2# 的 Z-扫描测量结果与样品 1# 相似, 只是归一化透过率曲线峰谷差 ΔT_{pv} 大小不同。表 1 为样品 1# 和样品 2# 的 Z-扫描测量曲线, 并结合前面(1)~(5)式计算的结果。整个实验系统利用 CS₂ 标准液进行校正, 实验误差为 $\pm 20\%$ 。为便于比较, 将体相 SnO₂ 的非线性参数也一同列入。

Table 1. Data of SnO₂ nanoparticles measured by Z-scan

sample	1#	2#	SnO ₂ ^[16]
radii (nm)	15.0	7.0	—
band edge (eV)	3.10	2.70	3.60
Re $\chi^{(3)}$ (esu)	-4.1×10^{-12}	-1.2×10^{-11}	-3.2×10^{-12}
Im $\chi^{(3)}$ (esu)	1.45×10^{-12}	2.7×10^{-12}	0
β (cm/GW)	0.32	0.60	0
$\chi^{(3)}$ (esu)	4.34×10^{-12}	1.04×10^{-11}	3.2×10^{-12}

上述测量结果表明,随着尺寸减小,溶液的 $\chi^{(3)}$ 值有些增加,作者认为这可能是由于随着微粒尺寸减小,单位体积内粒子数增大缘故。

图 6 为 1# 样品的双光子吸收系数 β 与入射光强的关系,显然当 I_0 小于 8.0 GW/cm^2 时, $\beta \sim I_0$ 为一水平线;当 $I_0 > 8.0 \text{ GW/cm}^2$ 时, β 明显偏离直线。本实验入射激光脉冲宽度远大于样品载流子复合时间(SnO₂ 载流子复合时间小于 $2 \text{ ns}^{[9]}$),当入射光强度超过一定域值时,双光子吸收产生的自由载流子在导带上大量布居,产生激发态再吸收。这样在 $S = 1$ 时测量到的 $T \sim z$ 曲线是双光子吸收与激发态自由载流子吸收共同作用的结果,此时要精确获得 β 值,应将 Z-扫描透过率曲线中激发态自由载流子吸收效应扣除。由于本实验激发光强仅为 6.7 GW/cm^2 ,自由载流子吸收可忽略不计。

图 7 为两种溶液(样品 1# 与 2#)的三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 随着样品浓度的变化关系,显然是线性正比关系。表明增大溶液浓度是提高其 $\chi^{(3)}$ 值的有效途径之一。图 7 还显示,当样品中 SnO₂ 微粒浓度为零时, $\chi^{(3)}$ 不等于零,这一方面是由于实验误差,另一方面是由于溶剂效应所致。这里不妨假设每个超微粒子由 n 个 SnO₂ 分子组成,令 C_R 为制样时溶液中 Sn⁴⁺ 的浓度, C 为溶液中 SnO₂ 微粒浓度,于是有 $C \approx C_R/n$ 。根据文献[17] 报道,溶液的 $\chi^{(3)}$ 大小与溶

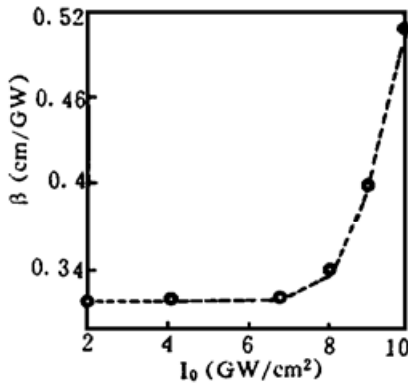


Fig. 6 β versus I_0 for SnO₂ nanoparticles with 15.0 nm radius

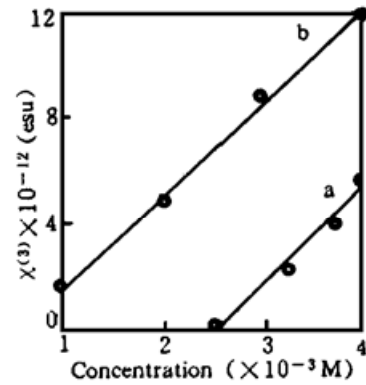


Fig. 7 Nonlinear susceptibility $\chi^{(3)}$ of solution versus the concentration of Sn⁴⁺ ions
a: Sample 1# (15.0 nm); b: Sample 2# (7.0 nm)

液中 SnO₂ 浓度 C 的关系为

$$\begin{aligned} \chi^{(3)} &= N_a L_0 \gamma_s C + \Delta\chi^{(3)} \\ &= N_a L_0 \gamma_s C_R / n + \Delta\chi^{(3)} \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $L_0 = [(n_0^2 + 2)/3]^4$ 为局域场因子, N_a 为阿伏加德罗常数, γ_s 为粒子的三阶超极化率,即单个粒子的极化率, $\Delta\chi^{(3)}$ 为修正项。对于本实验,样品中溶质 SnO₂ 的含量很低,溶液的折射率 n_0 可近似取甲苯的折射率代替,即 $n_0 = 1.495$ 。将(9)式与图 7 实验结果进行拟合,从拟合直线的斜率,可得到两种微粒的三阶超极化率。对样品 1# $\gamma_s = -1.05n_1 \times 10^{-32} \text{ esu}$; 对样品 2# $\gamma_s = -1.07n_2 \times 10^{-32} \text{ esu}$ 。由于 $n_1 \approx n_2$, 这表明单个纳米微粒的极化率随微粒尺寸变化不明显。

根据 Cotter 等人^[18] 理论研究,对于球形半导体纳米微粒,当载流子运动被限制在三维无深势井中时,若仅考虑尺寸效应影响,其三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 的宏观表达式为

$$\chi^{(3)} = \frac{2N\hbar(e/m)^4}{3V\epsilon_0(\hbar\omega)^4} \sum_{abcv} P_{va}P_{ab}P_{bc}P_{cv} \left[\frac{1}{(\Omega_{av} - \omega)(\Omega_{bv} - 2\omega)(\Omega_{cv} - \omega)} + \text{c. c.} \right] \quad (10)$$

式中 N 为体积 V 内的微子数, ϵ_0 为真空中介电常数, $\hbar\omega$ 为光子能量, e 和 m 分别为电子的电

量和静质量, Ω 和 P 分别为跃迁能和动量矩(双带有效质量模型近似), v 为价带态, a 、 b 和 c 分别为量子限域效应产生的导带态。按照 Butcher 等人^[19] 遍态求和规则, 对 SnO_2 纳米微粒,

$\chi^{(3)}$ 随着 $h\omega/E_g$ 有下列变化规律: 1) 当 $h\omega/E_g < 1$ (E_g 为吸收带边) 时, $\text{Re } \chi^{(3)}$ 总是负的, 表明材料为自散焦介质。2) 随体积 V 内粒子数 N 增大, $\text{Re } \chi^{(3)}$ 和 $\text{Im } \chi^{(3)}$ 增大。由前文的测量

结果, 对样品 1#: $h\omega/E_g \sim 0.78$; 对样品 2#: $h\omega/E_g \sim 0.87$, 并且两种样品的 $\text{Re } \chi^{(3)}$ 均为负(如表 1), 与上述理论结果一致。另外, 公式(10) 求和号后面诸项反应的是单个粒子的非线性响应, 对非共振情况, 按照本文的测量结果及文献[20] 的结论(见文献[20] 中图 4),

当粒子尺寸改变时, 即 $h\omega/E_g$ 变化时, 这些项应变化很小。于是公式(10) 可近似为

$$\chi^{(3)} \propto N/V, \quad (12)$$

因为在样品制备过程中, 1# 和 2# 样品中单位体积内 Sn^{4+} 的数目是相同的, 所以单位体积内纳米粒子数则随其尺寸减小而增大, 因而溶液的宏观 $\chi^{(3)}$ 随其粒子尺寸减小而增大。本文的实验结果从另一方面也证明了公式(10) 的正确性。

另外随着纳米微粒尺寸减小, 表面和界面相对增大, 表面修饰在微粒表面形成的介电偶极作用增强^[21], 也是导致超微粒非线性增强的重要因素。

综上所述, 本文利用单光束 Z-扫描技术, 在调 Q Nd:YAG 激光器的 18 ns, 0.53 μm 脉冲光作用下测量了纳米尺寸 SnO_2 微粒有机溶胶三阶非线性极化系数和双光子吸收系数, 发现三阶非线性极化系数 $\chi^{(3)}$ 比体相材料有较大增加。对相同浓度的溶胶样品, 微粒尺寸减小, 导致单位体积内粒子数增多, 使得半径为 7 nm 的样品比半径为 15 nm 样品有强的非线性响应。这些研究为开发 SnO_2 纳米微粒在光开关及光束限制器等方面应用提供了非常有价值的实验和理论根据。

参 考 文 献

- [1] L. Bellegnie, L. Banyal, Third-order nonlinear susceptibility of large semiconductor microcrystallites. *Phys. Rev. B*, 1993, **B47**(8) : 4498~ 4507
- [2] H. Shinojima, J. Yumoto, N. Uesugi, Size dependence of optical nonlinearity of CdSe microcrystallites doped in glass. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **60**(3) : 298~ 230
- [3] M. D. Dvorak, B. L. Justur, D. K. Gaskill *et al.*, Nonlinear absorption and refraction of quantum confined InP nanocrystals grown in porous glass. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(7) : 804~ 806
- [4] 余保龙, 吴晓春, 邹炳锁等, 半导体 SnO_2 纳米微粒的光学特性. *物理学报*, 1995, **44**(4) : 660~ 665
- [5] L. Banyai, Y. Z. Hu, M. Lindberg *et al.*, Third-order optical nonlinearities in semiconductor microstructures. *Phys. Rev. B*, 1988, **B38**(12) : 8142~ 8153
- [6] Y. Nosuka, K. Tanaka, N. Fujii, Nonlinear optical susceptibility of ultrasmall CdS particles by means of the polarization-discriminated forward degenerate four-wave mixing in a resonant region. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(16) : 1863~ 1865
- [7] B. L. Justur, R. J. Tonucci, A. D. Berry, Nonlinear optical properties of quantum-confined GaAs nanocrystals in Vycal glass. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**(26) : 3151~ 3153
- [8] G. P. Banfi, V. Degiorgio, M. Ghigliazza *et al.*, Two-photon absorption in semiconductor nanocrystals. *Phys. Rev. B*, 1994, **B50**(8) : 5699~ 5702
- [9] F. J. Arlinghaus, Energy bands in stannic oxide. *J. Phys. Chem. Solids*, 1974, **35**(3) : 931~ 935
- [10] H. P. Klug, L. E. Alexander, *X-Ray Diffraction for Polycrystalline and Amorphous Materials*, 2nd, New York, Sons & Wiley, 1974: 390~ 410
- [11] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei *et al.*, Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(4) : 760~ 769

- [12] W. Zhao, P. Paltty-Muhoray, Z-scan measurement of $\chi^{(3)}$ using tophat beams. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(6) : 673~ 675
- [13] J. Tauc, *Optical Properties of Solid*, Amsterdam, North-Holland, 1970
- [14] V. T. Agekyan, Spectroscopic properties of semiconductor crystals with direct forbidden energy gap. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1977, **43**(1) : 11~ 41
- [15] E. Hanamura, Very large optical nonlinearity of semiconductor microcrystallites. *Phys. Rev. B*, 1988, **B37**(3) : 1273~ 1279
- [16] H. Endo, M. Sakai, Y. Watanabe *et al.*, Third-order nonlinear optical susceptibilities of amorphous SnO_{2-x} thin film. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(6) : 559~ 560
- [17] F. Z. Henari, S. MacNamora, O. Stevenson *et al.*, Low power nonlinear optical response of C₆₀ and C₇₀ fullerene solutions. *Advanced Materials*, 1993, **5**(3) : 930~ 934
- [18] D. Cotter, M. G. Burt, R. J. Manning, Below-band gap third-order optical nonlinearity of nanometer-size semiconductor crystallites. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **68**(8) : 1200~ 1203
- [19] P. N. Butter, D. Cotter, *The Element of Nonlinear Optics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1990
- [20] 檀慧明, 席淑珍, 李磊, 用近简并三波混频研究半导掺杂玻璃的非谐振三阶非线性. 光子学报, 1996, **25**(6) : 530~ 535
- [21] Y. Wang, Nonlinear optical properties of nanometer-sized semiconductor clusters. *ACC. Chem. Rev.*, 1991, **24**(5) : 133~ 139

Nonlinear Optical Properties of SnO₂ Nanoparticles Studied by Z-Scan Technique

Yu Baolong Zhu Congshan GAN Fuxi Chen Hongbin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Huang Yabin

(Department of Physics, Henan University, Kaifeng 475001)

(Received 26 June 1996; revised 20 September 1996)

Abstract The third-order optical nonlinearities of SnO₂ nanoparticles were studied in a nonresonant region by Z-scan technique with 18 ns, 0.53 μm pulses from a Q-switched Nd:YAG laser. The sign and magnitude of the third-order nonlinear susceptibility $\chi^{(3)}$ and two-photon absorption coefficient β , et al., of SnO₂ nanoparticles with different size were obtained. The experimental results were discussed in terms of the quantum confined effect.

Key words Z-scan, SnO₂ nanoparticles, optical nonlinearity.